g.
3

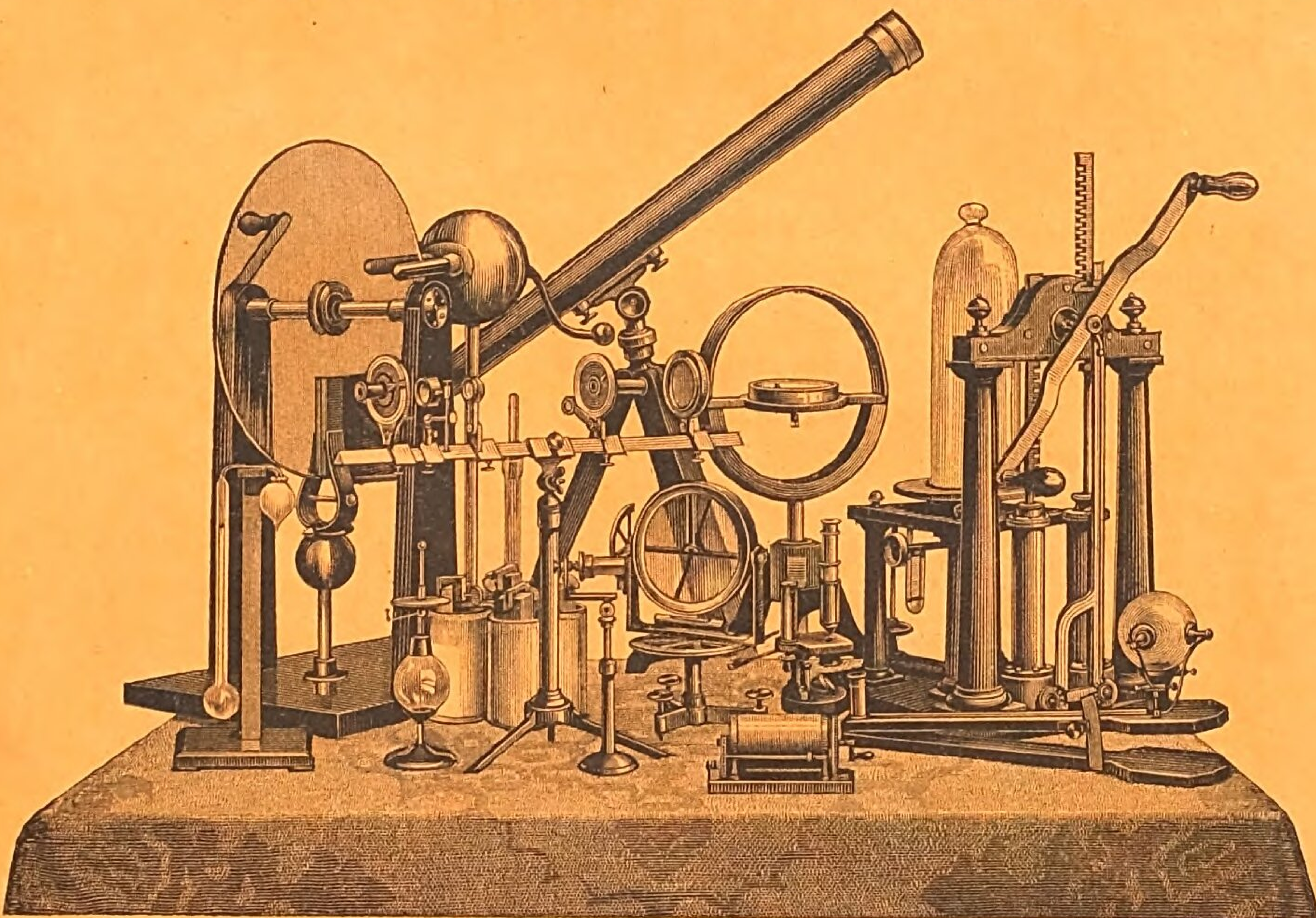
Phys. g. 303 li (II. 1
Müller

Phys. g. 303 ti

MÜLLER-POUILLET'S
LEHRBUCH DER PHYSIK
UND
METEOROLOGIE.

ACHTE
UMGEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE
BEARBEITET VON

DR. LEOP. PFAUNDLER,
Professor der Physik an der Universität Innsbruck.



IN DREI BÄNDEN.

MIT GEGEN 2000 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN, TAFELN, ZUM THEIL IN FARBENDRUCK, UND EINER PHOTOGRAPHIE.

ZWEITER BAND.

ERSTE ABTHEILUNG.

BRAUNSCHWEIG,
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.
1878.

468 D

ANKÜNDIGUNG.

Müller's Lehrbuch der Physik hat sich die Aufgabe gestellt, in leichtfasslicher Weise und mit Zuhilfenahme derjenigen mathematischen Kenntnisse, welche bei jedem Gebildeten vorauszusetzen sind, die Hauptlehren der Experimentalphysik weiteren Kreisen zugänglich zu machen. Dieser Aufgabe hat dasselbe in sieben auf einander folgenden Auflagen seit dem Jahre 1844 mit Erfolg entsprochen und demselben Zwecke hofft es auch in dieser achten nach den neuesten Fortschritten der Wissenschaft ergänzten Auflage zu dienen.

In besonderer Rücksicht auf alle die zahlreichen Liebhaber unserer Wissenschaft, welche nicht Gelegenheit finden, akademische Vorträge mit Experimenten zu besuchen, bietet das vorliegende Lehrbuch eine ausführlichere Beschreibung der Apparate und der damit anzustellenden Versuche, als in den meisten Compendien zu finden ist, und unterstützt das Verständniss durch eine grosse Anzahl vorzüglicher Abbildungen im Texte und auf beigefügten Tafeln. Dasselbe gewinnt dadurch auch Bedeutung für die Mechaniker, welche oft ihre Arbeiten nach diesen Abbildungen ausführen können.

Der grösseren Handlichkeit wegen erscheint das Buch statt wie bisher in zwei, diesmal in drei Bänden, von denen der jetzt vollständig erschienene erste die allgemeine Physik und Akustik enthält, der zweite Optik und Wärmelehre, der dritte Elektricität, Magnetismus und Meteorologie enthalten wird. Von diesen wurde der erste Band noch von dem für die Wissenschaft zu früh verstorbenen Verfasser Professor Dr. Müller bearbeitet; die Revision eines Theils dieses Bandes und die Neubearbeitung der folgenden Bände unter Mitbenutzung hinterlassener Aufzeichnungen des Verfassers hat Herr Professor Dr. Leop. Pfaundler in Innsbruck übernommen.

Holzstiche
aus dem xylographischen Atelier
von Friedrich Vieweg und Sohn
in Braunschweig.

Papier
aus der mechanischen Papier-Fabrik
der Gebrüder Vieweg zu Wendhausen
bei Braunschweig.

LEHRBUCH

DER

PHYSIK UND METEOROLOGIE.

THEILWEISE NACH

POUILLET'S LEHRBUCH DER PHYSIK

SELBSTÄNDIG BEARBEITET

VON

DR. JOH. MÜLLER,

WEIL. PROFESSOR ZU FREIBURG IM BREISGAU.

ACHTE

UMGEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE

BEARBEITET

VON

LEOP. PFAUNDLER,

Dr. der Philosophie, Besitzer des goldenen Verdienstkreuzes mit der Krone, Professor der Physik an der Universität Innsbruck, correspondirendes Mitglied der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien und mehrerer anderen gelehrten Gesellschaften.

IN DREI BÄNDEN.

MIT GEGEN 2000 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN, TAFELN, ZUM THEIL IN FARBENDRUCK, UND EINER PHOTOGRAPHIE.

ZWEITER BAND.

ERSTE ABTHEILUNG.

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1879.

LEHRBUCH

DER

PHYSIK UND METEOROLOGIE.

VON

Dr. JOH. MÜLLER,

WEIL. PROFESSOR ZU FREIBURG IM BREISGAU.

ACHTE

UMGEARBEITETE UND VERMEHRTE AUFLAGE

BEARBEITET

VON

LEOP. PFAUNDLER,

Dr. der Philosophie, Besitzer des goldenen Verdienstkreuzes mit der Krone, Professor der Physik an der Universität Innsbruck, correspondirendes Mitglied der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien und mehrerer anderen gelehrten Gesellschaften.

IN DREI BÄNDEN.

MIT GEGEN 2000 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN HOLZSTICHEN, TAFELN, ZUM THEIL IN FARBENDRUCK, UND EINER PHOTOGRAPHIE.

ZWEITER BAND.

ERSTE ABTHEILUNG.

BRAUNSCHWEIG,

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN.

1879.

Alle Rechte vorbehalten.

BIBLIOTHECA
REGIA
MONACENSIS

INHALTSVERZEICHNISS

ZUR

ERSTEN ABTHEILUNG DES ZWEITEN BANDES.

Drittes Buch.

Optik oder die Lehre vom Lichte.

Erstes Capitel.

Allgemeine Bemerkungen über die Fortpflanzung des Lichtes.

Seite

1. Einleitung . 3
2. Geschwindigkeit des Lichtes . 4
3. Folgen der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes 10
4. Abhängigkeit der Beleuchtungsstärke vom Abstande des beleuchteten Objectes und von seiner Neigung gegen die Lichtstrahlen 13

Zweites Capitel.

Von der Katoptrik oder der Reflexion des Lichtes.

5. Reflexion des Lichtes auf ebenen Flächen 23
6. Bilder ebener Spiegel . 26
7. Winkelspiegel . 29
8. Das Reflexionsgoniometer . 30
9. Der Spiegelsextant . 33
10. Der Heliostat . 37
11. Spiegelablesungen . 43
12. Reflexion auf gekrümmten Spiegeln 45
13. Sphärische Hohlspiegel . 46
14. Durch Hohlspiegel erzeugte Bilder 52
15. Die Convexspiegel . 56
16. Von den Brennlinien . 58

Drittes Capitel.

Dioptrik oder die Brechung des Lichtes.

Seite

17. Allgemeine Gesetze der Brechung des Lichtes 60
18. Totale Reflexion . 69
19. Grösse der Ablenkung . 75
20. Brechung des Lichtes durch Prismen 78
21. Richtung der Strahlen beim Durchgang durch ein Prisma; Bedingungen ihres Austritts . 80
22. Minimum der Ablenkung . 84
23. Bestimmung der Brechungsquotienten fester und flüssiger Körper durch Messung der prismatischen Ablenkung 87
24. Bestimmung des Brechungsquotienten durch totale Reflexion 89
25. Der absolute Brechungsquotient, das Brechungsvermögen und die brechende Kraft . 92
26. Brechungsquotienten der Gase 94
27. Sphärische Linsen . 100
28. Gang der Lichtstrahlen durch eine Kugelfläche 103
29. Gang der Lichtstrahlen durch ein System zweier Kugelflächen 105
30. Physikalische Deutung der Gleichung für die Brennweite der Linsen 108
31. Die conjugirten Punkte auf der Hauptaxe einer Linse 114
32. Die conjugirten Punkte ausserhalb der Hauptaxe einer Linse, Nebenachsen . 119
33. Conjugirte Ebenen, Linsenbilder 122
34. Begriff der Hauptpunkte und der Knotenpunkte 127
35. Combinirte Linsen . 131
36. Die sphärische Aberration . 133

Viertes Capitel.

Prismatische Farbenzerstreuung.

37. Brechungsquotient verschiedenfarbigen Lichtes, Zerlegung des weissen Lichtes, Sonnenspectrum 136
38. Versuche mit dem Spectrum, Rückbildung des weissen Lichtes 140
38. Complementäre Farben . 145
39. Fraunhofer'sche Linien . 148
40. Messung der prismatischen Ablenkung nach Fraunhofer, Spectrometer von Meyerstein . 150
41. Die Rectification der Spectrometer im Allgemeinen. Specielles über die Construction und den Gebrauch des Spectrometers von V. v. Lang 156
42. Anwendung des Spectrometers zur Bestimmung des Brechungsquotienten mittelst totaler Reflexion 163
43. Abhängigkeit des Brechungsquotienten von der Farbe des Lichtes, mittlerer Brechungsquotient, totale und partielle Zerstreuung, zerstreuende Kraft, Tabellen genau bestimmter Brechungsquotienten 166
44. Abhängigkeit des Brechungsquotienten von Temperatur und Dichte . 169
45. Abhängigkeit des Brechungsquotienten von der Zusammensetzung der brechenden Substanz . 176

Seite
45. Die relative Lage der Farben und der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren verschiedener Prismen 179
46. Prismensysteme ohne Zerstreuung. (Achromatische Prismen.) 183
47. Prismensysteme ohne Ablenkung der mitteren Strahlen. (Prismen nach Amici oder Prismen mit gerader Durchsicht.) 188
48. Achromatische Linsen . 194
49. Anomale Dispersion . 199

Fünftes Capitel.

Die Spectralanalyse.

50. Grundlage der Spectralanalyse, Eintheilung der Spectralapparate . . . 203
51. Spectroskope mit ablenkenden Prismen 204
51. Spectroskope mit gerader Durchsicht 211
52. Spectralapparate mit Scala . 216
53. Methoden zur Gewinnung des Lichtes für die Spectralanalyse; Flammen- und Funkenspectra, Emissions- und Absorptionsspectra 220
54. Darstellung der Spectralbeobachtungen 229
55. Die Emissionsspectra der Metalle 233
56. Die Emissionsspectra der nichtmetallischen Elemente 237
57. Allgemeines über die Emissionsspectra der Elemente und ihrer Verbindungen, Abhängigkeit derselben von den begleitenden Umständen 240
58. Die Absorptionsspectra der Gase und Dämpfe. Kirchhoff's Gesetz 242
59 Die Umkehrung der Spectra; objective Darstellung derselben 243
60. Genauere Untersuchung des Sonnenspectrums; Abbildungen desselben von Kirchhoff und von Angström. Chemie der Gestirne, Spectra der Fixsterne und der Meteore 249
61. Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Lage der Spectrallinien 255
62. Absorptionsspectra flüssiger und fester Körper; quantitative Spectralanalyse. Absorptionsgesetz, Extinctionscoëfficient 256

Sechstes Capitel.

Die Umwandlungsproducte oder Wirkungen des absorbirten Lichtes und die unsichtbaren Theile des Spectrums; Photographie.

63. Uebersicht über die Wirkungen des absorbirten Lichtes 261
64. Fluorescenz . 263
65. Verhalten fluorescirender Körper gegen farbiges Licht 265
66. Untersuchung fluorescirender Körper im prismatischen Spectrum . . . 267
67. Prismatische Zerlegung der Fluorescenzfarben 269
68. Absorption Fluorescenz erregender Strahlen 273
69. Das Fluorescenzspectrum des elektrischen Lichtes 277
70. Phosphorescenz . 279
71. Dauer der Phosphorescenz . 283
72. Farbe des erregenden und des ausgestrahlten Lichtes 287
73. Umwandlung des Lichtes in chemische Energie 288
74. Photographie . 291
75. Ungleichheit der chemischen Wirkungen verschiedenfarbiger Strahlen 293

Siebentes Capitel.

Das Auge und die Gesichtsempfindungen.

Seite

76. Das Gesichtsorgan . 298
77. Zusammengesetzte Augen . 299
78. Einfache Augen mit Sammellinsen 300
79. Accommodation. Deutliche und normale Sehweite. Scheiner's Versuch 305
80. Refractionsanomalien des Auges. Optometer, Brillen 308
81. Achromatismus des Auges . 310
82. Beziehungen zwischen den Empfindungen des Auges und der Aussenwelt . 311
83. Sehen mit zwei Augen . 314
84. Theorie des Stereoskops, Construction der stereoskopischen Bilder . . 318
85. Herstellung stereoskopischer Bilder auf photographischem Wege. Steinhauser's stereoskopische Wandtafeln 320
86. Stereoskopische Apparate von Wheatstone, Brewster, Frick und Steinhauser . 322
87. Irradiation . 327
88. Dauer des Lichteindruckes 329
89. Subjective Farben . 333
90. Contrastfarben . 336
91. Farbenscalen von Newton und von Listing. Theorien der Farbenempfindung von Young-Helmholtz und von E. Hering . . 337

Achtes Capitel.

Die optischen Instrumente.

92. Die camera obscura . 343
93. Zeichnungsapparate . 345
94. Die Loupe oder das einfache Mikroskop 348
95. Das Sonnenmikroskop (Bildmikroskop, Projectionsmikroskop) 351
96. Das zusammengesetzte Mikroskop 353
97. Das achromatische Mikroskop 356
98. Das pankratische Mikroskop 360
99. Prüfung des Mikroskops und Messung seiner Vergrösserung 362
100. Binoculare Mikroskope . 365
101. Das holländische Fernrohr 368
102. Das astronomische Fernrohr 371
103. Das terrestrische Fernrohr 374
104. Geschichtliche Notizen über die Erfindung des Fernrohres 375
105. Die Leistungen des Fernrohres 376
106. Spiegelteleskope . 379
107. Projectionsapparate . 385

Neuntes Capitel.

Elemente der Undulationstheorie, Interferenz und Beugung des Lichtes.

Seite

108. Hypothesen über das Wesen des Lichtes 394
109. Fresnel's Spiegelversuch . 397
110. Elemente der Undulationstheorie 401
111. Die Wellenoberfläche . 405
112. Erklärung des Fresnel'schen Spiegelversuches 407
113. Modification des Fresnel'schen Spiegelversuches 413
114. Interferenz der Lichtstrahlen 415
115. Das Huyghens'sche Princip; die eigentliche Bedeutung des Satzes über die geradlinige Fortpflanzung des Lichtes durch Strahlen . 418
116. Erklärung der Spiegelung, der Brechung und der Dispersion des Lichtes durch die Undulationstheorie 420
117. Geschwindigkeit des Lichtes in Luft und in Wasser 423
118. Mechanische Bedeutung und Darstellung der Reflexions- und Brechungsgesetze. Sätze von Heron und Fermat 427
119. Die Beugungserscheinungen . 432
120. Erklärung der Beugungserscheinungen, welche man durch eine Oeffnung beobachtet . 436
121. Berechnung der Wellenlänge . 441
122. Breite und Intensitätsverhältnisse des Beugungsbildes 444
123. Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen 446
124. Beugungserscheinungen, welche man durch mehrere neben einander liegende Oeffnungen beobachtet. Gitterspectra 447
125. Eigenschaften der Gitterspectren 454
126. Anwendung der Beugungsgitter zur genauen Messung der Wellenlänge des Lichtes . 457
127. Vergleichung des Gitterspectrums mit dem prismatischen Spectrum . 463
128. Interferenzerscheinungen an dünnen Blättchen, Newton's Farbenglas . 464
129. Farben dünner Blättchen . 472
130. Farben dünner Blättchen im durchgelassenen Lichte; Hilfsmittel zur experimentellen Darstellung der Newton'schen Farben 476
131. Interferenzerscheinungen an dicken Blättchen 478

Zehntes Capitel.

Polarisation des Lichtes.

132. Polarisation durch Reflexion . 482
133. Der Polarisationswinkel . 489
134. Polarisation durch gewöhnliche Brechung 490
135. Polarisation durch Turmalinplatten 492
136. Erklärung der Polarisation durch die Vibrationstheorie 494

Elftes Capitel.

Von der doppelten Brechung.

Seite

137. Doppelte Brechung des Kalkspaths 500
138. Krystallform des Kalkspaths 502
139. Erscheinungen, welche man durch Kalkspathprismen beobachtet . . 503
140. Positive und negative, einaxige Krystalle 508
141. Polarisation durch doppelte Brechung 510
142. Objective Darstellung der Erscheinungen am Kalkspath 511
143. Erklärung der doppelten Brechung durch die Vibrationstheorie . . . 516
144. Construction der Wellenoberflächen einaxiger Krystalle 518
145. Doppeltbrechende Prismen als polarisirende Apparate, Prismen von Senarmont, Rochon, Wollaston und Nicol 520
146. Zweiaxige Krystalle . 527
147. Gesetze der doppelten Brechung in zweiaxigen Krystallen 529
148. Beziehungen zwischen der Krystallform und der Lage der optischen Axen . 534
149. Conische Refraction . 537
150. Doppelte Brechung des zusammengedrückten Glases 539
151. Interferenz polarisirter Lichtstrahlen 542

Zwölftes Capitel.

Chromatische Polarisation oder die Farben doppeltbrechender Krystallplatten im polarisirten Lichte.

152. Uebersicht der Erscheinungen 543
153. Erklärung der Erscheinungen an Gypsblättchen im Polarisationsapparat . 547
154. Prismatische Zerlegung der Polarisationsfarben 554
155. Interferenzerscheinungen im Spectrum, Talbot'sche Linien 556
156. Anwendungen der Talbot'schen Linien 560
157. Farbige Ringe in einaxigen Krystallen 563
158. Apparate zur objectiven Darstellung der Polarisationserscheinungen an Krystallplatten 570
159. Erklärung der Farbenringe einaxiger Krystalle 574
160. Bearbeitung der Krystallplatten 578
161. Abnorme Erscheinungen der Farbenringe einaxiger Krystalle 580
162. Farbenringe in zweiaxigen Krystallen 581
163. Messung der Axenwinkel . 584
164. Ungleiche Lage der optischen Axen für verschiedenfarbige Strahlen . 588
165. Hyperbolische Curven in Krystallplatten, die parallel mit der Axe geschliffen sind . 593
166. Farbenerscheinungen in senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatten 595
167. Gesetz der Dispersion durch Drehung der Polarisationsebene 602
168. Geradlinig, elliptisch und kreisförmig polarisirtes Licht; Entstehungsweisen dieser Lichtarten 606

Seite
169. Merkmale der verschiedenen Polarisationsarten des Lichtes, Methoden zur Untersuchung derselben . 614
170. Elliptische und circulare Polarisation durch totale Reflexion und durch Metallreflexion . 619
171. Das natürliche oder unpolarisirte, das theilweise polarisirte und das künstlich depolarisirte Licht 624
172. Erklärung der Farbenerscheinungen in senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatten . 630
173. Doppelte Brechung des Bergkrystalls in der Richtung seiner Axe . . 633
174. Nachahmung der Farbenerscheinungen in Quarzplatten 634
175. Farbenringe senkrecht zur Axe geschnittener Quarzplatten 636
176. Drehung der Polarisationsebene in Flüssigkeiten und Gasen. Apparate zur genauen Messung derselben 637
177. Saccharimeter . 644
178. Circularpolarisation der Weinsäure und der Traubensäure 653
179. Das specifische Drehungsvermögen 654
180. Absorption des Lichtes in farbigen doppeltbrechenden Krystallen . . 657
181. Erscheinungen in geglühten oder gepressten Gläsern 662
182. Das Polarisationsmikroskop . 663
183. Haidinger's Büschel . 666
184. Hilfsmittel zur Demonstration der Wellenbewegung des polarisirten Lichtes . 667

Nachträge und Berichtigungen . 671

Drittes Buch.

OPTIK,

ODER

DIE LEHRE VOM LICHTE.

Erstes Capitel.

Allgemeine Bemerkungen über die Fortpflanzung des Lichtes.

Einleitung. Unsere Erfahrung zeigt uns, dass wir ausser durch 1
das Gehör auch durch den Gesichtssinn Wahrnehmungen über die Existenz von Körpern machen können, die wir nicht betasten. Damit wir jedoch diese Wahrnehmungen machen können, muss von den Körpern ein Etwas ausgehen, was wir *Licht* nennen. Fehlt das Licht, so fehlt auch die besprochene Wahrnehmung und wir bezeichnen diesen Mangel mit *Dunkelheit*.

Wir unterscheiden unter den Körpern solche, welche selbst die Quelle des ausgesendeten Lichtes sind, und deshalb *selbstleuchtend*
genannt werden, und andere, welche nicht selbst Licht hervorbringen, 2
aber durch fremdes Licht wahrnehmbar gemacht werden können. Zu den selbstleuchtenden Körpern gehören vor allem die *Sonne*, die *Fixsterne* und unter den irdischen Körpern diejenigen, welche in Folge hoher Temperatur *glühend* geworden, ausserdem noch einige, deren Leuchtvermögen bis jetzt vollends unaufgeklärt ist (leuchtende Insekten, faules Holz etc.).

So weit unsere Erfahrungen reichen, geht Licht nur von wägbarer Materie aus, jedoch kann sich dasselbe durch den Weltenraum fortpflanzen. Da dies bei absoluter Leerheit des letzteren kaum denkbar wäre, so nehmen wir an, dass derselbe mit einem Medium, das wir *Aether* nennen, erfüllt sei, dem die Eigenschaft der Wägbarkeit entweder ganz fehlt, oder wegen der ausserordentlich geringen Dichte dieses Mediums von uns nicht wahrgenommen werden kann.

Die leuchtenden Körper kann man sich aus leuchtenden kleinsten Theilchen, auch leuchtende Punkte genannt, zusammengesetzt denken.

Die nicht selbstleuchtenden Körper zerfallen in *durchsichtige*, *undurchsichtige* und *durchscheinende*.

Die undurchsichtigen Körper lassen das Licht nicht durch ihre Masse hindurchdringen; die Undurchsichtigkeit hängt aber immer von der Dicke der Körper ab, denn alle Körper, wenn man sie nur dünn genug machen kann, lassen immer etwas Licht durch. So nimmt man z. B. durch ein dünnes Goldplättchen, welches auf eine Glasplatte aufgeklebt ist, ein bläulich-grünes Licht wahr, wenn man nach einer Kerzenflamme oder dem hellen Himmel sieht.

Durchsichtige Körper gestatten dem Lichte den Durchgang, und durch sie kann man deutlich die Gestalt der Gegenstände erkennen. Die Gase, die Flüssigkeiten, die meisten krystallisirten Körper scheinen vollkommen durchsichtig zu sein, wenn man sie in kleinen Massen nimmt, denn sie erscheinen in diesem Falle ungefärbt und lassen nicht allein die Form der Körper, sondern auch ihre Farben deutlich wahrnehmen; die durchsichtigsten Körper jedoch erscheinen gefärbt, wenn sie eine hinlängliche Dicke haben, ein Beweis, dass sie einen Theil des Lichtes absorbiren. Ein Tropfen Wasser z. B. erscheint vollkommen farblos, während das Wasser in Masse eine entschieden bläulich-grüne Farbe hat.

Die durchscheinenden Körper lassen allerdings einiges Licht durch, ohne dass man aber durch sie die Gestalt oder die Farbe der Gegenstände zu erkennen im Stande ist.

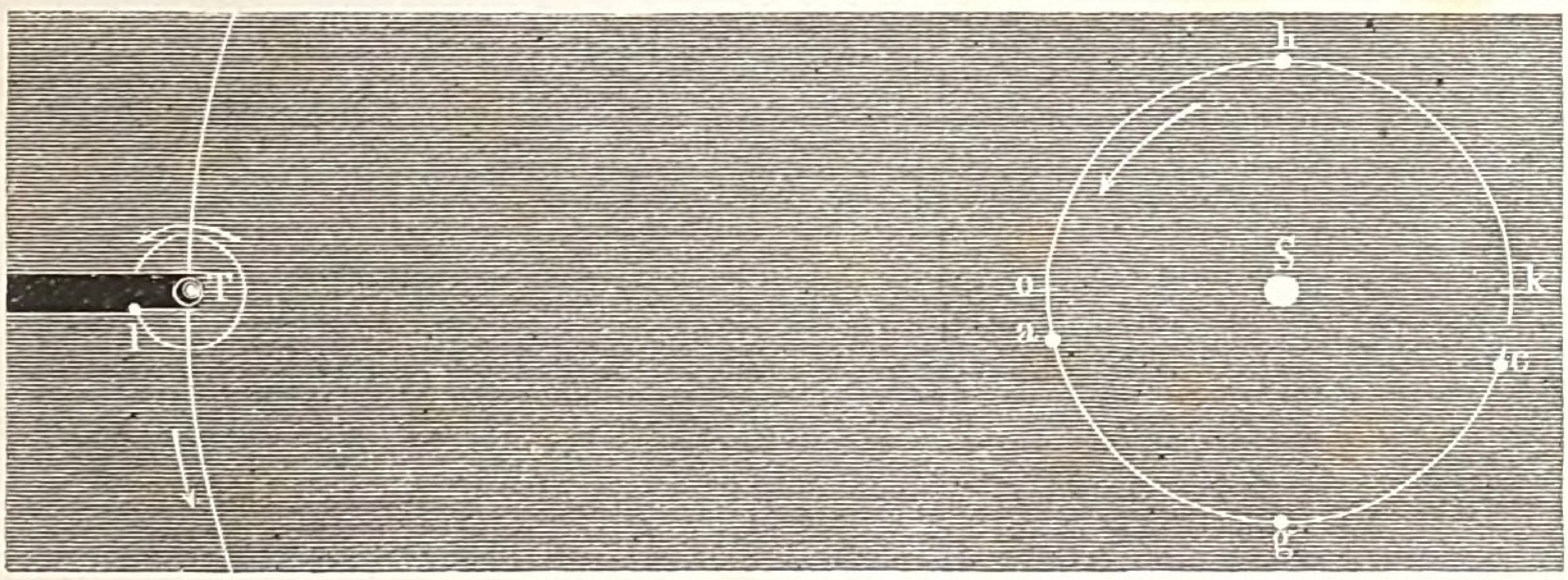
Die einfachsten Erfahrungen lehren, dass das Licht eines leuchtenden Punktes sich in einem durchsichtigen, homogenen Medium, wie z. B. Luft oder Wasser sind, nach allen Richtungen ausbreitet. Die gerade Verbindungslinie, die wir vom leuchtenden Punkte nach irgend einem anderen Punkte, den das Licht erreicht hat, gezogen denken, nennen wir einen Lichtstrahl. Wollen wir dieser rein geometrischen Definition eine physikalische substituiren, so können wir uns unter Lichtstrahl die Reihe von Aethertheilchen vorstellen, welche in der geraden Verbindungslinie zwischen leuchtendem und beleuchtetem Punkte liegen. Die Erfahrung lehrt, dass wir einen lichtaussendenden Punkt nur dann sehen, wenn die gerade Verbindungslinie zwischen Auge und Punkt nicht durch einen undurchsichtigen Körper unterbrochen ist, und dasselbe gilt für die Beleuchtung eines Punktes durch das Licht eines anderen überhaupt (die Bedingung der Homogenität des Mittels immer vorausgesetzt). Wir fassen diese Erfahrungen in den Satz zusammen: das Licht pflanzt sich geradlinig fort. Wir müssen uns aber hüten, die einzelnen Lichtstrahlen als isolirbare Elemente und als die wirklichen Träger der Fortpflanzungsbewegung zu betrachten. Es ist dies zunächst nur eine Vorstellung, welche zur Zusammenfassung vieler Erscheinungen und deren Erklärung hinreicht, welche wir aber werden fallen lassen müssen, sobald wir die Erscheinungen der Beugung erklären wollen.

2 **Geschwindigkeit des Lichtes.** Wir besitzen vier Methoden zur Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes, von denen zwei auf astronomischer Grundlage, die beiden anderen auf physikalischen

Versuchen beruhen. Wir wollen das Wesentliche dieser Methoden im Folgenden kennen lernen.

Olaf Römer's Methode ist die älteste; sie wurde 1675 und 1676 zuerst angewendet, nachdem bis zu diesem Zeitpunkte alle Bemühungen, die Geschwindigkeit des Lichtes zu messen, gescheitert waren. Sie beruht auf der Beobachtung der scheinbaren Umlaufszeit eines Jupitermondes. Fig. 1 gebe eine beiläufige Darstellung der Lage der Sonne S, der Erde

Fig. 1.



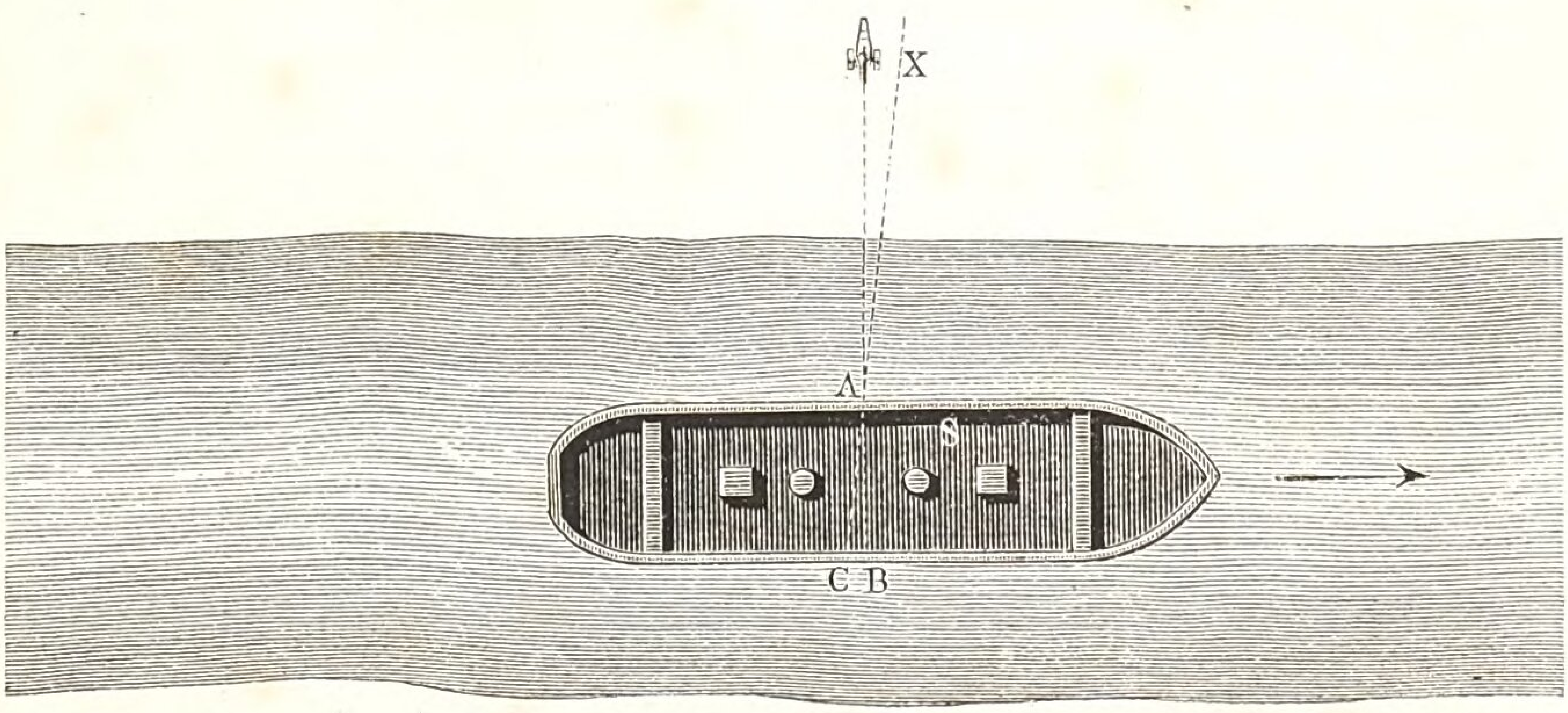
zur Zeit der Opposition o und der Conjunction k, des Jupiters T und eines seiner Monde l.

Während die Erde von o gegen k sich bewegt, sieht man von ihr aus das Austreten des Trabanten aus dem Schatten des Jupiter, während sie von k gegen o gelangt, sieht man das Verschwinden des Trabanten beim Eintritt in den Schatten. So lange sich nun die Erde in der Nähe von o oder von k etwa bei a oder c bewegt, wobei ihr Abstand vom Jupitermonde sich nur wenig ändert, vergehen zwischen zwei Eintritten oder Austritten des Mondes sehr nahe 42 Stunden, 28 Minuten und 36 Secunden. Während aber die Erde sich auf dem Wege ogk vom Jupitermonde entfernt, verspätet sich die Erscheinung immer mehr, so, dass sie zur Zeit der Conjunction eine Gesammtverspätung von 986 Secunden erleidet. Bei der Annäherung der Erde über h zur Opposition wird diese Verspätung durch ein Voraneilen der Verfinsterungen wieder ausgeglichen. Die Verspätung von 986 Secunden kommt nun daher, dass das Licht von l nach k einen längeren Weg als nach o zurückzulegen hat. Die Differenz der Wege ist gleich dem Erdbahndurchmesser $ok = 41\,393\,520$ Meilen (nach Encke). Diese Strecke wird demnach vom Licht in 986 Secunden zurückgelegt, woraus sich die Geschwindigkeit des Lichtes $= \frac{41\,393\,520}{986}$ $= 41\,965$ Meilen ergiebt.

Bradley's Methode, 1728 entdeckt, beruht auf der Beobachtung der Aberration des Lichtes. Wir wollen diese Erscheinung durch einen analogen Vorgang anschaulich zu machen versuchen. Das Schiff S (Fig. 2, a. f. S.) bewege sich mit grosser Geschwindigkeit auf dem Flusse in der Richtung des Pfeiles. Am Ufer werde aus einer Kanone eine Kugel

senkrecht gegen die Schiffsrichtung abgeschossen. Fassen wir den Moment ins Auge, in welchem die Kugel die Schiffswand bei A trifft.

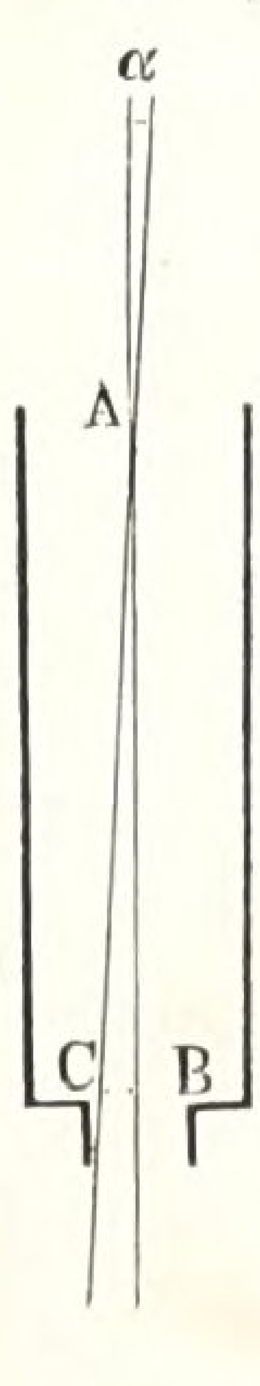
Fig. 2.



Binnen eines kurzen Zeitintervalls dringt die Kugel bis zur anderen Schiffswand durch, und würde, wenn das Schiff ruhig stände, bei B austreten. Binnen desselben Zeitintervalles rückt aber das Schiff um die Strecke BC vorwärts. Es ist klar, dass die Kugel dann nicht bei B, sondern bei C austreten wird. Ihre Bahn wird durch AC bezeichnet sein. Wenn nun die Schiffsmannschaft nachher durch den Schusskanal schaut, so wird sie, durch die schiefe Lage desselben getäuscht, die Schussrichtung in die Linie AX zurück verlängern und den Standpunkt der Kanone nach der Richtung verschoben annehmen, in welcher das Schiff gefahren ist.

Nun denken wir uns statt des Schiffes die Erde in ihrer Bahn und auf derselben irgendwo einen Tubus, Fig. 3, so aufgestellt, dass dessen Axe senkrecht auf der Ebene der Erdbahn steht. Der Tubus ist dann auf den Pol der Ekliptik gerichtet und empfängt das Licht eines dort befindlichen Fixsterns. Während aber dieses Licht die Länge des Tubus AB durcheilt, rückt der letztere parallel mit sich selbst um BC von der Stelle und ein Lichtstrahl, welcher parallel zur Axe eingetreten ist, scheint nun einen Winkel mit derselben zu bilden. Wir sehen den Stern in der Richtung AX, also aus dem Pol der Ekliptik, um einen Winkel α nach der Richtung verschoben, in welcher sich die Erde bewegt. Da nun die Richtung der Erde in ihrer Bahn nach und nach allen Richtungen parallel wird, die wir am Himmelsgewölbe durch den Pol der Ekliptik ziehen können, und die Grösse der Verschiebung stets gleich bleibt, so sehen wir den Stern jährlich

Fig. 3.



einen Kreis um diesen Pol beschreiben, dessen Radius eben der Verschiebung gleich ist.

Für einen Fixstern, den man in der Ebene der Erdbahn, d. i. in der Ekliptik, beobachtet, liegen die Verhältnisse anders. Zu einer scheinbaren Verschiebung senkrecht auf die Ekliptik ist kein Grund vorhanden, wohl aber zu einer solchen längs derselben. Der Fixstern beschreibt daher scheinbar eine gerade Linie, die er jährlich hin und her zurücklegt. Für Sterne zwischen Pol und Ekliptik lässt sich dann leicht einsehen, dass ihre scheinbare Bahn eine Ellipse sein muss, deren grosse Axe parallel der Ekliptik und von constanter Grösse ist, deren kleine Axe mit dem Abstande von der Ekliptik zunimmt, bis sie am Pol ebenfalls die Grösse der anderen Axe erreicht.

Aus der Fig. 3 folgt direct, dass $tang\, \alpha = \frac{BC}{AB} =$ dem Quotienten der Geschwindigkeit der Erde durch die Geschwindigkeit des Lichtes ist. Da $\alpha = 20{\cdot}445$ Secunden, und die Geschwindigkeit der Erde in ihrer Bahn 4·12 Meilen per Secunde beträgt, so erhält man die Geschwindigkeit des Lichtes $= \frac{4{\cdot}12}{tang\, 20''.445} = 41\,200$ Meilen.

F i z e a u's M e t h o d e, 1849 entdeckt, gestattet die Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes auf der Erde innerhalb der Distanz von wenigen Meilen; sie beruht auf folgendem höchst sinnreichen Princip.

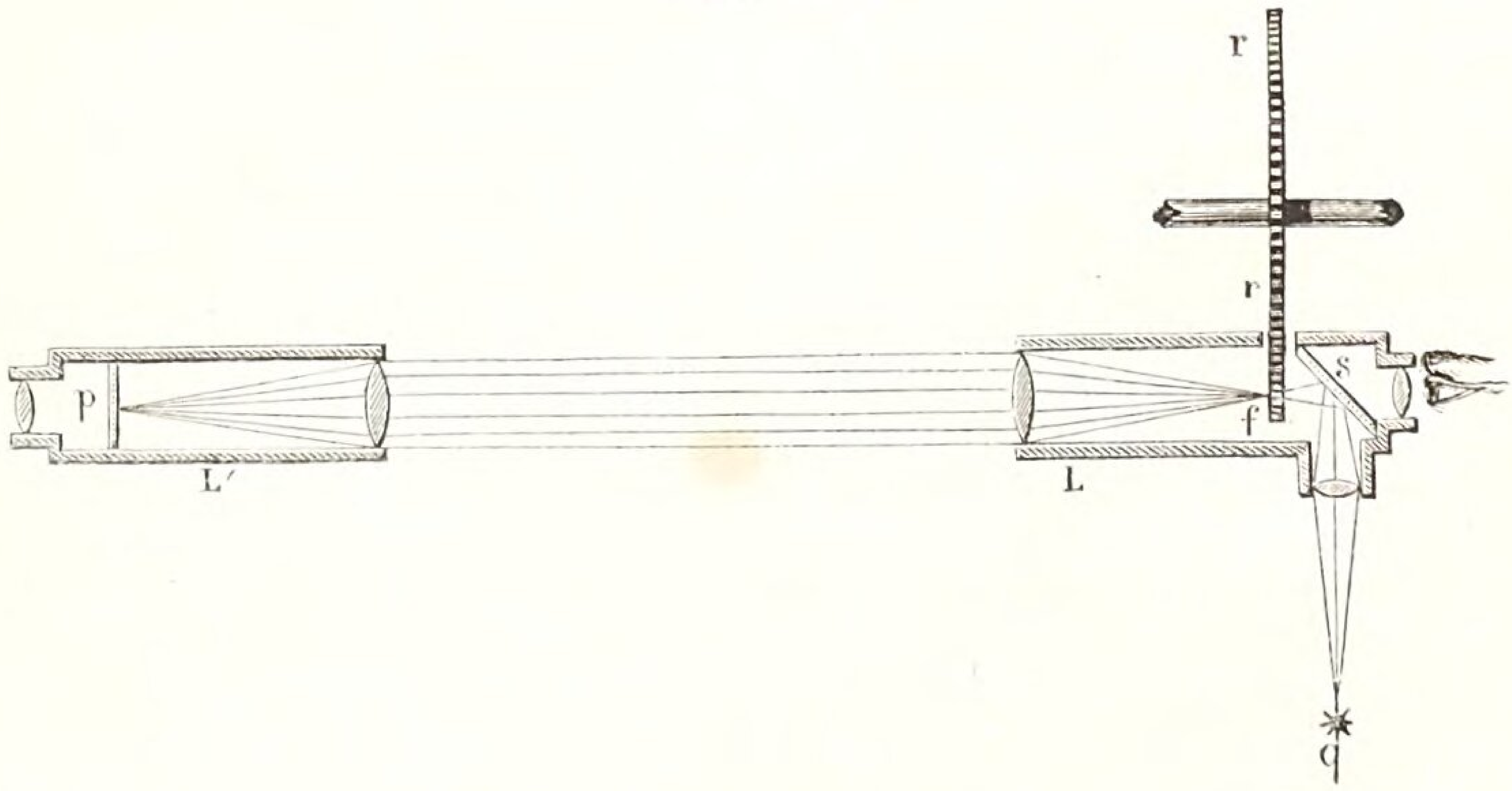
Wenn eine Scheibe, deren Umfang nach Art der gezahnten Räder in eine Anzahl gleicher abwechselnd voller und leerer Abtheilungen getheilt ist, rasch um ihre Axe umgedreht wird, so ist die Zeit, welche verstreicht, während ein solcher Zahn oder ein solcher Zwischenraum vor einem bestimmten Punkte vorübergeht, ausserordentlich gering. Man kann es leicht dahin bringen, dass die Zeit des Vorüberganges eines Zahnes oder einer Lücke nur etwa $^1/_{10000}$ Secunde beträgt, und in so kurzer Zeit legt auch das Licht einen nicht gar grossen Weg von ungefähr 4 Meilen zurück. Dringt nun durch einen Zwischenraum am Umfange des rotirenden Rades ein Lichtstrahl hindurch, der von einem entfernten Spiegel in derselben Richtung reflectirt wird, in welcher er kam, so wird er bei seiner Rückkehr zum Rade, an der Stelle, wo er die Lücke passirte, je nach der Rotationsgeschwindigkeit des Rades entweder einen Zahn oder eine andere Lücke finden, er wird also je nach den Umständen entweder durch einen Zahn aufgehalten werden oder durch eine Lücke hindurchgehen.

Darauf gründet nun F i z e a u sein Verfahren. Fig. 4 (a. f. S.) stellt seinen Apparat, von welchem man im vierten Bande von A r a g o's populärer A s t r o n o m i e (deutsch bearbeitet von H a n k e l) eine perspectivische Ansicht findet, s c h e m a t i s c h dar.

L und L' sind zwei Fernröhre, welche in einer Entfernung von 8633 Metern von einander so aufgestellt waren, dass man durch jedes

das Objectiv des anderen deutlich sehen konnte. In dem Fernrohre L ist unter einem Winkel von 45° gegen die Axe desselben ein durchsichtiger Spiegel s zwischen dem Ocular und dem Brennpunkte des Objectivs angebracht, welcher das seitlich einfallende Licht einer sehr

Fig. 4.



hell leuchtenden Lampe q gegen das Objectiv hin reflectirt. In dem seitlichen Rohre ist eine Linse oder ein Linsensystem angebracht, durch welche ein Bild der Lichtquelle q im Brennpunkte des Objectivs entworfen wird, so also, dass die von q ausgehenden und durch den Spiegel s reflectirten Strahlen aus dem Objectiv des Fernrohres L als ein Bündel paralleler Strahlen austreten, und folglich im Brennpunkte des Objectivs von L' wieder vereinigt werden. Hier aber befindet sich ein Planspiegel p, welcher normal auf der Axe des Fernrohrs L' steht, die Strahlen gehen also auf demselben Wege wieder zum ersten Fernrohre zurück, um im Brennpunkt f seines Objectivs abermals vereinigt zu werden, wo das Bild der Lichtquelle q nun durch den Spiegel s hindurch mittelst des Oculars des Fernrohres L betrachtet werden kann.

Auf der anderen Seite des Fernrohres L ist nun eine zweite Oeffnung angebracht, durch welche der Rand des gezahntes Rades rr in dasselbe hineinragt. Die Ebene des Rades rr geht gerade durch den Brennpunkt des Objectivs.

Der Versuch gelang vollkommen. Je nachdem die Rotationsgeschwindigkeit grösser oder kleiner war, sah man bald einen hellglänzenden Lichtpunkt oder das Gesichtsfeld blieb vollkommen dunkel. Die erste Verdunkelung trat bei 12·6 Umdrehungen in der Secunde ein. Bei der doppelten Umdrehungsgeschwindigkeit glänzte der Lichtpunkt von Neuem, bei der dreifachen wurde er wieder unsichtbar.

Die Scheibe hatte 720 Zähne und war mit einem durch Gewichte in Bewegung gesetzten Räderwerk in Verbindung gebracht. Ein Zählerwerk erlaubte die Umdrehungsgeschwindigkeit des Rades rr genau zu messen.

Die Breite jedes Zahnes oder jeder Lücke betrug $^1/_{1440}$ vom Umfange des Rades, bei 12·6 Umdrehungen in der Secunde dauert es also $\frac{1}{1440 \,.\, 12{\cdot}6} = {}^1/_{18144}$ Secunde, während eine Zahnlücke den Brennpunkt f passirt; das Licht aber, welches durch die Zahnlücke hindurchgeht, kommt gerade vom anderen Fernrohre zurück, während ein Zahn im Punkte f ist, folglich hat das Licht in $^1/_{18144}$ Secunden den Weg von 2 . 8633 = 17266 Metern zurückgelegt, die Geschwindigkeit des Lichtes ist also $17266 \times 18144 = 313274304$ Meter oder $\frac{313274304}{7420} = 42220$ geographische Meilen in der Secunde.

Das Mittel von 28 solchen Beobachtungen ergab für die Geschwindigkeit des Lichtes 42505 Meilen in der Secunde.

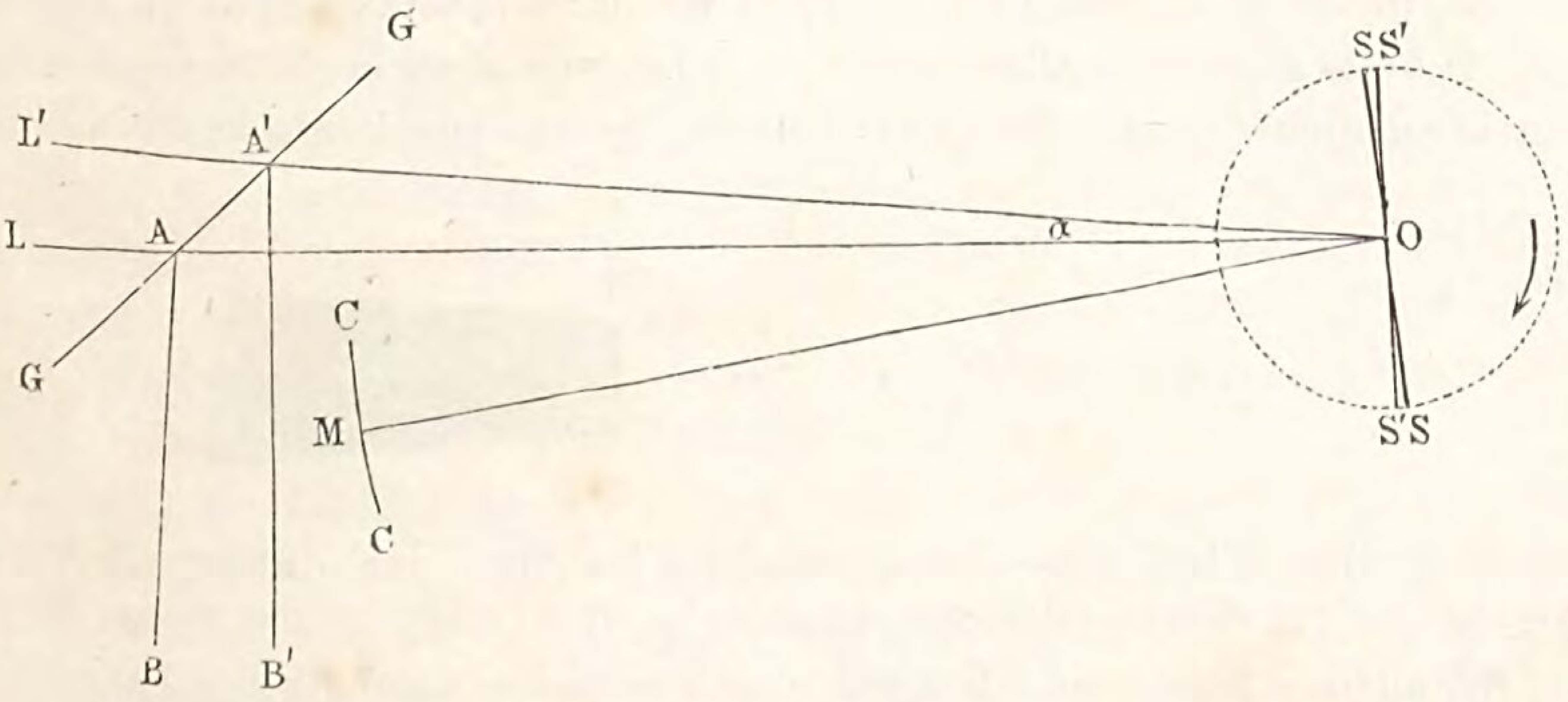
Alfred Cornu hat diese Versuche mit verbesserten Apparaten und etwas abgeändertem Verfahren wiederholt und 1871 bis 1873 publicirt. Er benutzte dabei eine elektromagnetische Registrirung der Rotationen der gezahnten Scheibe, sowie der Momente der Verdunkelung und Aufhellung des Gesichtsfeldes auf einer berussten Trommel nach Art des im §. 187 I. Bandes beschriebenen Verfahrens.

Aus sehr zahlreichen (über 650) angestellten Messungen erhielt Cornu den Mittelwerth: 298 500 Kilometer oder 40 229 Meilen.

Foucault's Methode wurde 1865 nach einem früher von Wheatstone zur Messung der Geschwindigkeit der Elektricität angewendeten Principe und nach einem 1838 von Arago erdachten Plane zur Ausführung gebracht. Diese Methode erfordert die geringste Distanz und ist in mehrfacher Hinsicht für die Optik von hoher Wichtigkeit.

Vom Lichtpunkte L, Fig. 5, geht ein Lichtstrahl durch die unter 45⁰ geneigte Glasplatte GG nach dem um die Axe O rotirenden Plan-

Fig. 5.



spiegel SS, und wird von demselben bei bestimmter Lage nach dem Hohlspiegel CC reflectirt. Von dort wird das Licht zurückgeworfen

und würde, wenn der Spiegel noch an derselben Stelle stände, an den Ausgangspunkt L zurückkehren, theilweise auch nach B reflectirt werden. Legt jedoch der Spiegel inzwischen den kleinen Winkel SOS' zurück, so wird der Lichtstrahl um das Doppelte dieses Winkels abgelenkt und nach L', sowie auch theilweise nach B' dirigirt.

Aus dem Abstande BB' und der Distanz $BA + AO$ lässt sich dann der Winkel α und aus der bekannten Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels die Zeit τ berechnen, welche vergeht, während der Spiegel aus der Lage SS in die Lage $S'S'$ gelangt. Dies ist die Zeit, während welcher das Licht den Weg $\sigma = OM + MO$ zurücklegt. Der Quotient $\frac{\tau}{\sigma}$ giebt dann die gesuchte Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

Dies ist das einfache Princip des Versuches, dessen Ausführung freilich viel schwieriger und umständlicher ist als die Theorie.

Foucault befestigte den Spiegel an der Axe einer eigenthümlich construirten Syrene, welche 800 Umdrehungen in der Secunde ausführte und deren constante Umdrehungsgeschwindigkeit er nach einer stroboskopischen Methode prüfte. Als schliessliches Resultat seiner Versuche ergab sich die Geschwindigkeit des Lichtes gleich 40 160 Meilen.

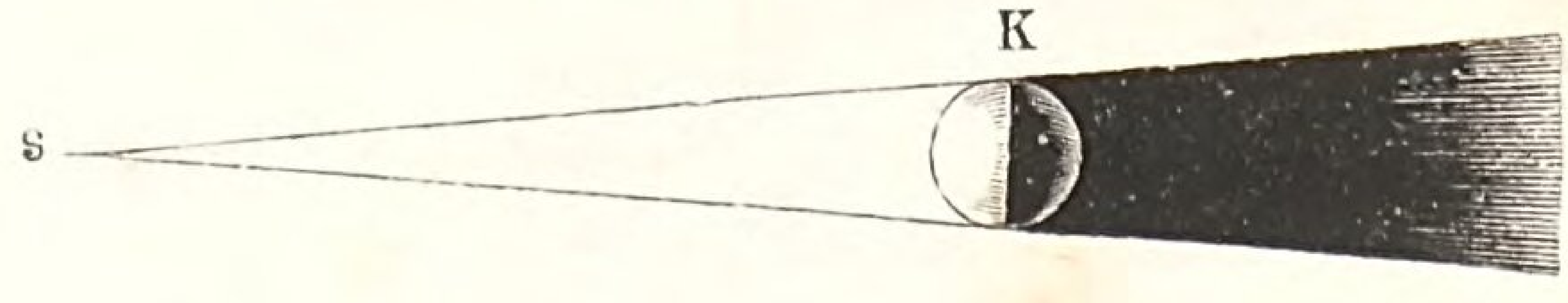
Es ist somit durch Versuche nach vier Methoden, welche unter sich nahe übereinstimmen, nachgewiesen, dass das Licht der Fixsterne wie der Sonne und der irdischen Lichtquellen dieselbe Geschwindigkeit von rund 40 200 Meilen besitzt. Die Abweichungen der nach astronomischen Messungen erhaltenen Werthe erklären sich durch eine etwas unrichtige Annahme über die Grösse des Erdbahndurchmessers.

3 Folgen der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes.

Eine directe Folge der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes ist die Erscheinung des Schattens.

Wenn ein undurchsichtiger Körper nur von einem einzigen leuchtenden Punkte aus erleuchtet wird, so ist der Schatten leicht zu bestimmen. Die Gesammtheit aller Linien, welche, von dem leuchtenden Punkte ausgehend, den dunklen Körper berühren, bildet eine konische Oberfläche,

Fig. 6.

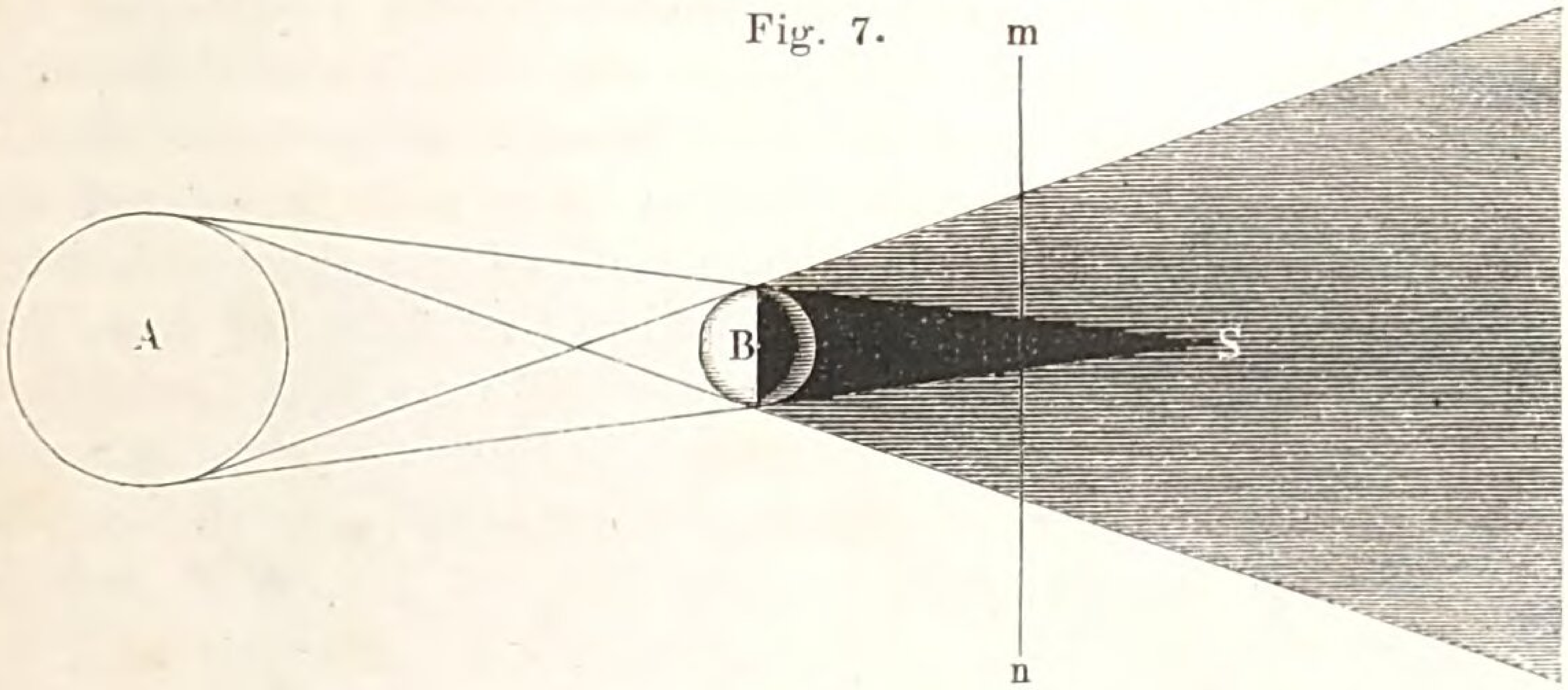


und derjenige Theil derselben, welcher jenseits des dunkeln Körpers liegt, bildet die Gränze des Schattens, Fig. 6.

Wenn der leuchtende Körper eine namhafte Ausdehnung hat, so ist ausser dem Schatten auch noch der Halbschatten zu unterscheiden. Der Schatten, der in diesem Falle auch der Kernschatten genannt wird, ist der Raum, welcher gar kein Licht empfängt, der Halbschatten

hingegen ist die Gesammtheit aller der Orte, welche von einigen Punkten des leuchtenden Körpers Licht empfangen, von anderen aber nicht. Es sei z. B. A, Fig. 7, eine grosse leuchtende Kugel, B eine kleinere, undurchsichtige. Wie weit sich der Kernschatten, wie weit sich der Halb-

Fig. 7.



schatten erstreckt, ist aus der Figur deutlich zu ersehen. Durch einen Schirm in mn aufgefangen, würde der Schatten das Ansehen Fig. 8 haben. Der Durchmesser des Kernschattens nimmt mit der Entfernung vom leuchtenden Körper ab, der Durchmesser des Halbschattens aber nimmt zu. Ganz nahe beim schattengebenden Körper ist deshalb der Kernschatten nur von einem schmalen Halbschatten umgeben; nahe hinter dem Körper, welcher den Schatten wirft, ist er deshalb ziemlich scharf begränzt; in grösserer Entfernung ist die Breite des Halbschattens bedeutender, der Uebergang vom Kernschatten zum vollen Lichte deshalb allmäliger, der Schatten erscheint nicht mehr scharf, sondern verwaschen. Jenseits des Punktes S hört der Kernschatten ganz auf, und der an der Breite immer zunehmende Halbschatten wird deshalb auch immer unbestimmter und schwächer.

Fig. 8.



Auf diese Weise erklärt sich, dass der Schatten eines dem Sonnenlichte ausgesetzten Körpers, dicht hinter demselben aufgefangen, scharf begränzt, in grösserer Entfernung hingegen ganz unbestimmt ist. So kann man z. B. nicht mehr mit Bestimmtheit den Punkt angeben, wo der Schatten einer Thurmspitze auf dem Boden aufhört. Ein Haar, welches im Sonnenlichte dicht über ein Blatt Papier gehalten wird, wirft einen scharfen Schatten, hält man es aber nur 5 Centimeter hoch über dem Papier, so ist wohl kaum noch ein Schatten wahrzunehmen.

Die Länge des Kernschattens lässt sich aus der Entfernung und den Dimensionen der Sonne und des schattenwerfenden Körpers berechnen.

Es verhält sich, Fig. 7, die Sonnendistanz AS zur Schattenlänge BS wie der Durchmesser der Sonne D zur Querdimension des Körpers B.

Indem wir abgerundete Zahlenwerthe einsetzen, erhalten wir also:

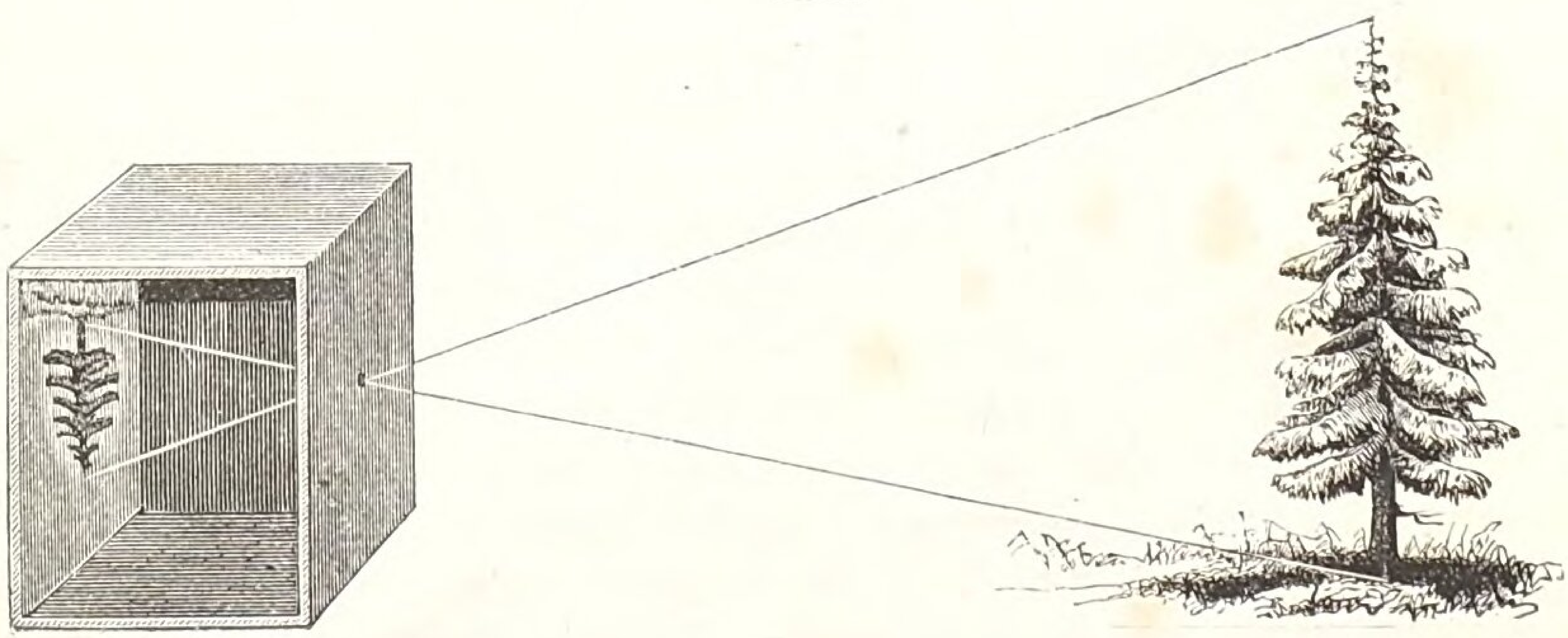
$$\text{Schattenlänge } BS = B \cdot \frac{AS}{D} = B \cdot \frac{20\,000\,000}{190\,000} = 105\,B.$$

Der Kernschatten, den ein Körper im Sonnenlichte wirft, ist daher ungefähr 105mal so lang als seine Querdimension.

Der Winkel an der Kegelspitze, d. i. auch der Winkel, unter welchem uns der Sonnendurchmesser erscheint, beträgt (im Mittel): $0^0\ 32'\ 3{\cdot}3''$.

Wenn man das von einem leuchtenden Punkte ausgehende Licht durch einen Schirm auffängt, in welchem eine ganz kleine Oeffnung gemacht ist, so wird das durch diese Oeffnung durchgehende Licht ein scharf begränztes Strahlenbündel bilden; lässt man dieses auf einen zweiten Schirm fallen, von welchem sonst alles Licht abgehalten ist, so erhält man einen hellen Fleck auf dunklem Grunde. Auf diese Weise erhält man in einem ganz dunklen Zimmer auf einer Wand, welche der feinen Oeffnung im Laden gegenübersteht, ein Bild von jedem ausserhalb befindlichen leuchtenden Punkte, welcher Lichtstrahlen durch diese Oeffnung ins Zimmer sendet, und so entstehen auf der Wand verkehrte

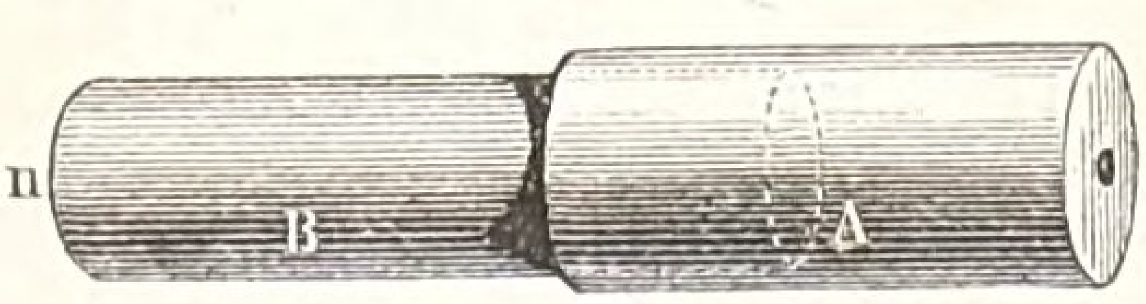
Fig. 9.



Bilder aller ausserhalb befindlichen Gegenstände, wie dies die Figur 9 erläutert.

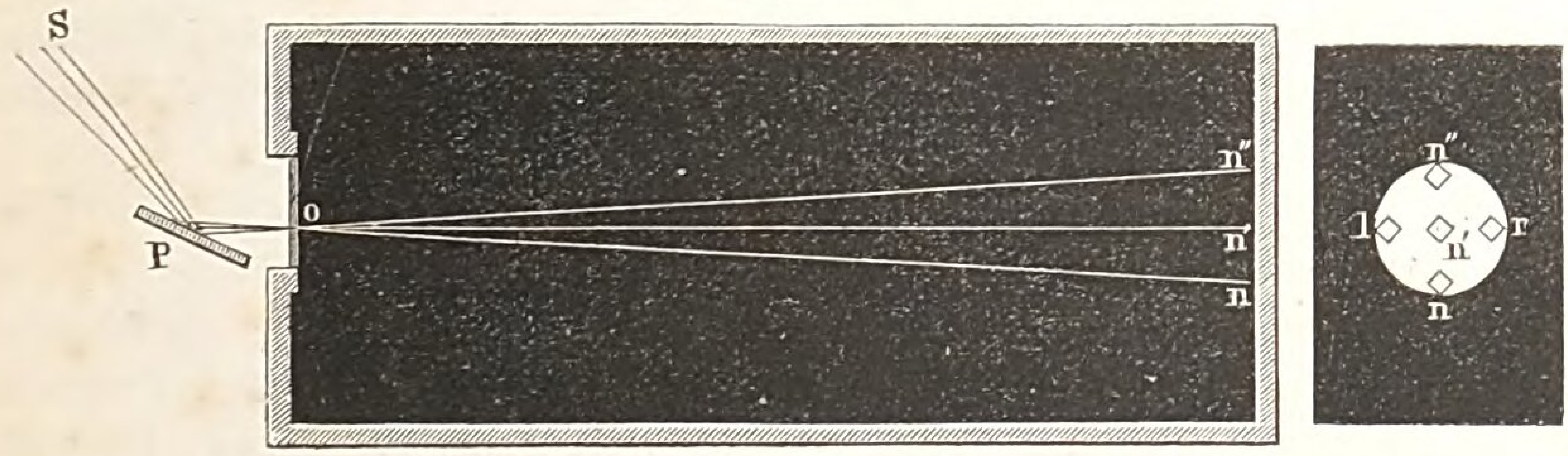
Diese Erscheinung auf die eben erwähnte Art zu beobachten, hat man nicht immer die passenden Localitäten; mit einem sehr einfachen Apparate lässt sie sich überall zeigen. In einer Röhre A, Fig. 10, lässt sich eine zweite, B, aus- und einschieben, wie sich eine Fernrohrröhre in die andere schieben lässt. Die Röhre A ist auf der einen (in unserer Figur der rechten) Seite durch einen dünnen Deckel verschlossen, in dessen Mitte sich ein kleines, ungefähr 1 Millimeter weites Loch befindet. Die andere Röhre, B, ist an dem der kleinen Oeffnung zugekehrten Ende mit einem mattgeschliffenen Glase oder auch mit einem halbdurchsichtigen Papiere (Durchzeichenpapier) verschlossen. Sieht man nun von n aus in die Röhre B, so erblickt man auf dem durchscheinenden Schirm die verkehrten Bilder der Gegenstände, gegen welche der Apparat gerichtet ist.

Fig. 10.



Wenn man das Licht der Sonne durch eine kleine Oeffnung fallen lässt, so erhält man jederzeit ein rundes Sonnenbild, welches auch die Gestalt der Oeffnung selbst sein mag. Diese anfangs auffallend erscheinende Thatsache erklärt sich ganz einfach. Wenn die Sonne ein einziger leuchtender Punkt wäre, so würde auf der Wand, welche der Oeffnung gegenüberliegt, ein heller Fleck sich bilden, welcher genau die Gestalt der Oeffnung hat. Nehmen wir an, die Oeffnung *o*, Fig. 11, sei viereckig,

Fig. 11.



so wird das vom höchsten Punkte der Sonnenscheibe ausgehende Licht in der Richtung *Son* auf den Schirm fallen, und bei *n* wird ein kleiner viereckiger heller Fleck entstehen. Der tiefste Punkt der Sonne veranlasst ein viereckiges Bild bei n''; der mittlere Punkt der Sonnenscheibe aber den eckigen Flecken n'. (Im Falle der Anwendung eines Spiegels fällt natürlich n'' nach *n* und umgekehrt.) Das Bildchen *l* rührt von dem äussersten Punkte am rechten, *r* aber von dem äussersten Punkte am linken Sonnenrande her. Alle übrigen Punkte des Sonnenrandes geben viereckige Bilder, die auf den Umfang des Kreises $l n'' r n$ fallen, während die übrigen Punkte der Sonne das Innere dieses Kreises erleuchten; die Gesammtheit aller der einzelnen viereckigen hellen Bildchen zusammengenommen bildet mithin einen kreisförmigen hellen Fleck.

Wäre die Sonnenscheibe nicht rund, sondern eckig, so würde jedes, auch ein rundes, Loch einen eckigen hellen Fleck geben. Dies kann man in der That während einer Sonnenfinsterniss beobachten, indem die hellen Flecke die sichelförmige Gestalt des unbedeckten Theils der Sonnenscheibe zeigen. Lässt man die runden Sonnenbildchen statt auf senkrecht gegen die Strahlenrichtung gestellte Flächen auf schief gestellte fallen, so muss natürlich der helle Kreis in eine Ellipse verändert sein. In dem Schatten der Bäume kann man diese Erscheinung häufig recht deutlich beobachten. Die Lücken in ihrem Laubdach ersetzen hiebei die oben erwähnten kleinen Oeffnungen.

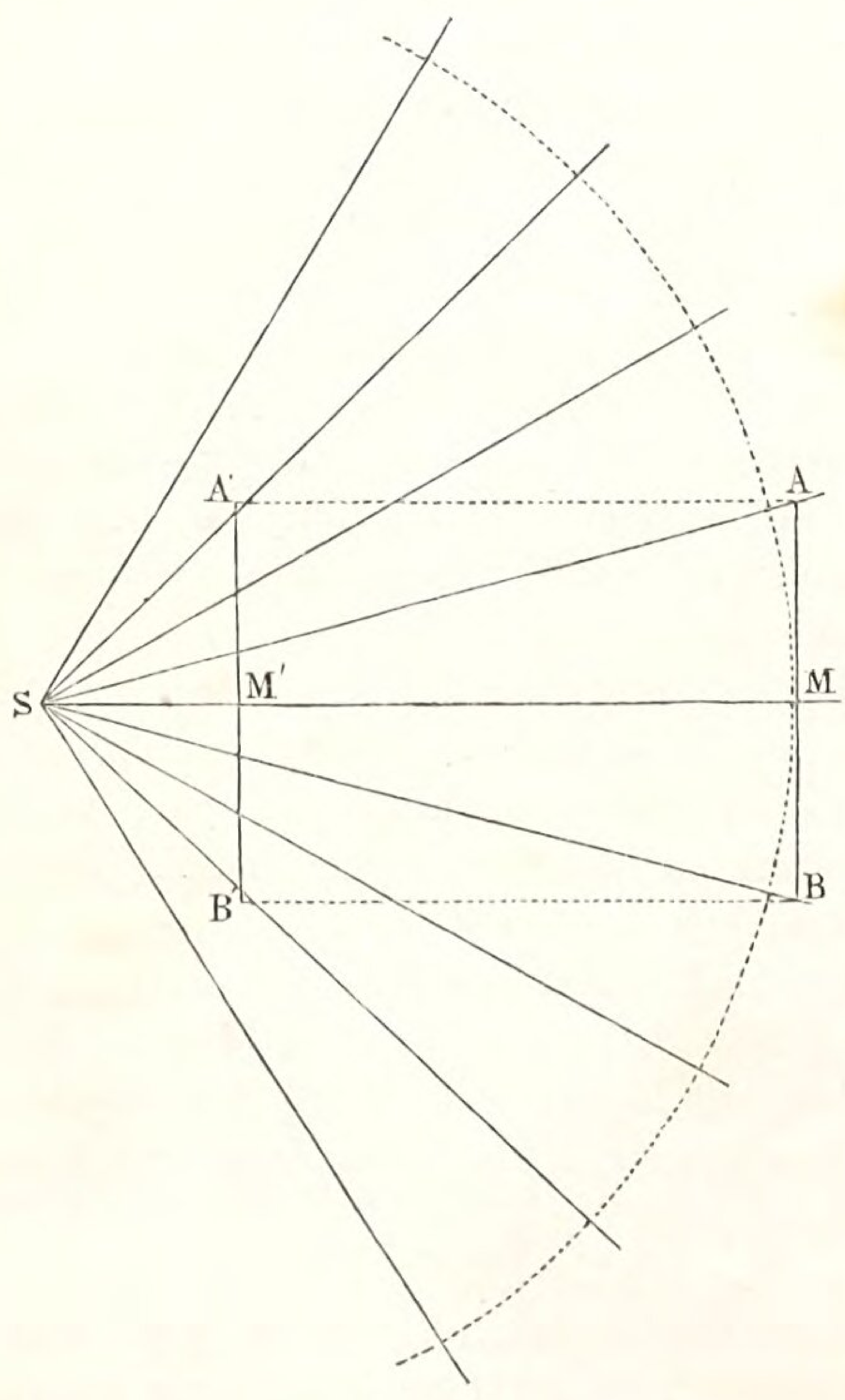
Abhängigkeit der Beleuchtungsstärke vom Abstande des beleuchteten Objectes und von seiner Neigung gegen die Lichtstrahlen. 4 Denken wir uns einen leuchtenden Punkt in der Mitte einer Hohlkugel, so wird die Oberfläche derselben alles von dem Punkte ausgehende Licht auffangen. Befände sich derselbe leuchtende Punkt in der Mitte einer Hohlkugel von einem 2 mal, 3 mal, 4 mal so grossen Halbmesser,

so würden auch die Oberflächen dieser grösseren Kugeln alles von dem leuchtenden Punkte ausgehende Licht auffangen. Nun aber lehrt uns die Geometrie, dass die Oberflächen der Kugeln sich verhalten wie die Quadrate ihrer Halbmesser; wenn sich also die Halbmesser der Kugeln verhalten wie 1 : 2 : 3, so verhalten sich ihre Oberflächen wie 1 : 4 : 9. Wenn sich also derselbe leuchtende Punkt in der Mitte einer Kugel von 2mal, 3mal so grossem Halbmesser befindet, so muss sich dieselbe Lichtmenge über eine 4mal, 9mal so grosse Oberfläche verbreiten; die Intensität der Erleuchtung muss also 4mal, 9mal schwächer sein, wenn sich die erleuchteten Flächen in einer 2mal, 3mal so grossen Entfernung vom leuchtenden Punkte befinden, oder allgemein:

die Intensität der Erleuchtung nimmt in dem Verhältnisse ab, in welchem das Quadrat der Entfernung wächst.

Dieser Satz gilt streng genommen nur für die concentrischen Kugelflächen; er lässt sich aber mit Annäherung auch für ebene Flächenstücke aussprechen, deren Dimensionen gegenüber ihrem Abstande vom leuchtenden Punkt so klein sind, dass man sämmtliche auffallende Strahlen als unter sich nahezu parallele annehmen darf. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so gilt auch obiges Gesetz nicht annähernd, wie man sich durch den Anblick der Fig. 12 sofort überzeugen kann. Die auf SM senkrechte Linie AB wird von allen Lichtstrahlen getroffen, welche in die Ebene zwischen SA und SB fallen. Rücken wir nun AB auf $1/4$ des Abstandes nach $A'B'$, so ist die Anzahl der Lichtstrahlen, welche darauf treffen, bei weitem nicht 4mal so gross (nur wenig über 3mal), mithin wird auch eine Ebene, deren Projection $A'B'$ ist, viel weniger als das 16fache der Beleuchtung erhalten, als eine gleich grosse, deren Projection AB ist. Es wird der Erfolg der grösseren Annäherung durch die immer mehr schiefe Richtung der auftreffenden Strahlen vermindert.

Fig. 12.

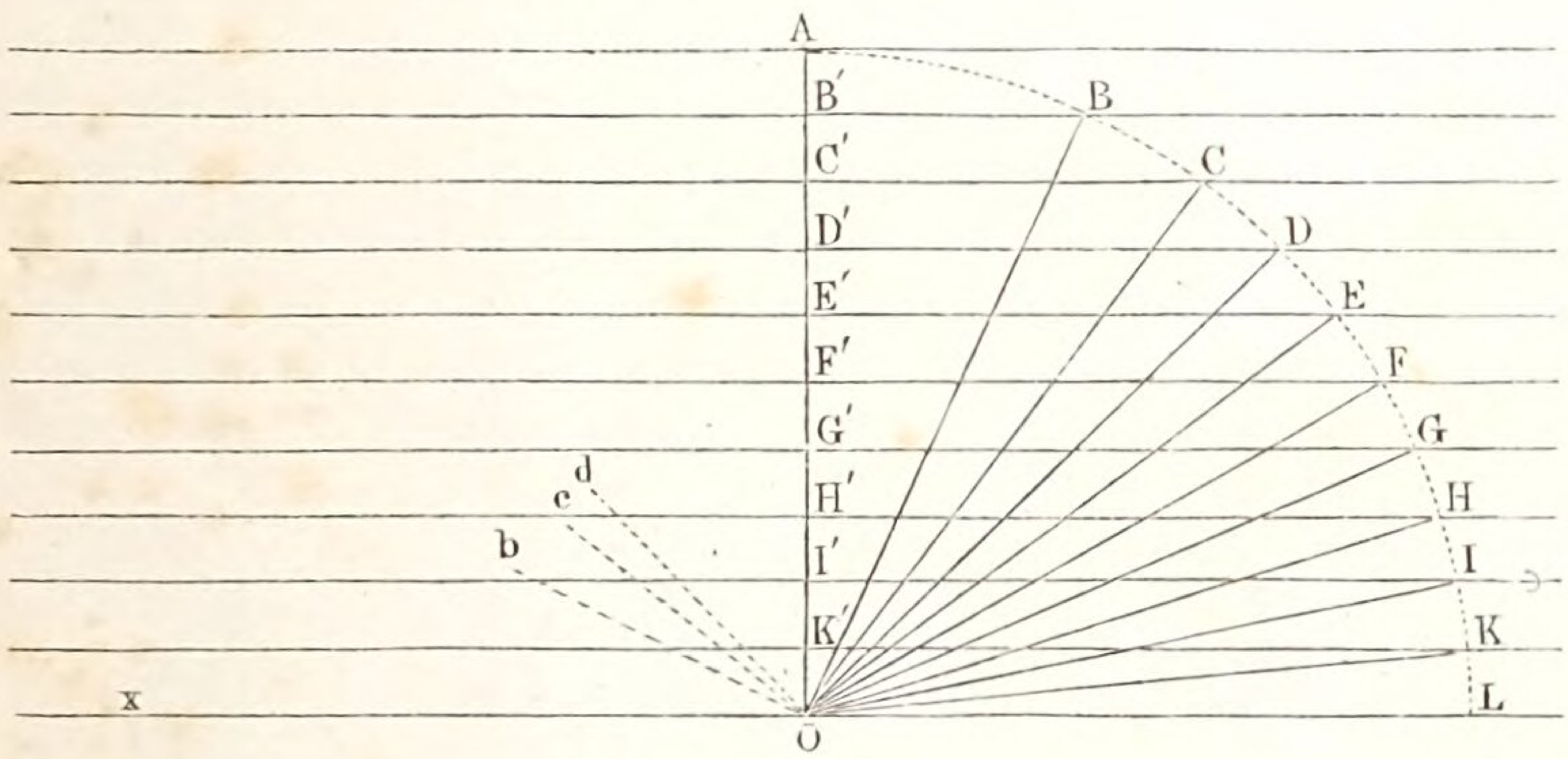


Die Abhängigkeit der Beleuchtungsintensität von dem Winkel, unter

welchem die Strahlen eine Fläche treffen, lässt sich aus der Fig. 13 entnehmen.

Man denke sich eine Ebene, deren Projection OA ist, um eine auf der Papierfläche in O senkrechte Axe gedreht. Von einem sehr weit entfernten leuchtenden Punkte treffen unter sich als parallel anzunehmende

Fig. 13.



Strahlen senkrecht auf OA. Bezeichnen wir die dann herrschende Beleuchtungsintensität mit 1, so ergiebt die Figur, dass die Linien OB, OC, OD nur ebensoviel Licht erhalten, wie die Linien OB', OC', OD', nämlich $^9/_{10}$, $^8/_{10}$, $^7/_{10}$ des Lichtes, welches auf OA trifft. Die zur Papierfläche senkrechten Dimensionen der gedrehten Ebene erhalten offenbar in allen Lagen gleich viele Strahlen. Es stehen mithin die Beleuchtungsintensitäten der Ebene in den aufeinanderfolgenden Lagen in dem Verhältnisse der Projectionen der Linien OB, OC u. s. f. auf OA, oder, was dasselbe ist, sie verhalten sich wie die Cosinus der Winkel AOB, AOC, AOD u. s. f. Diese Winkel sind aber gleich den Winkeln xOb, xOc, xOd, welche die einfallenden Strahlen mit den Normalen einschliessen und welche man die Einfallswinkel heisst.

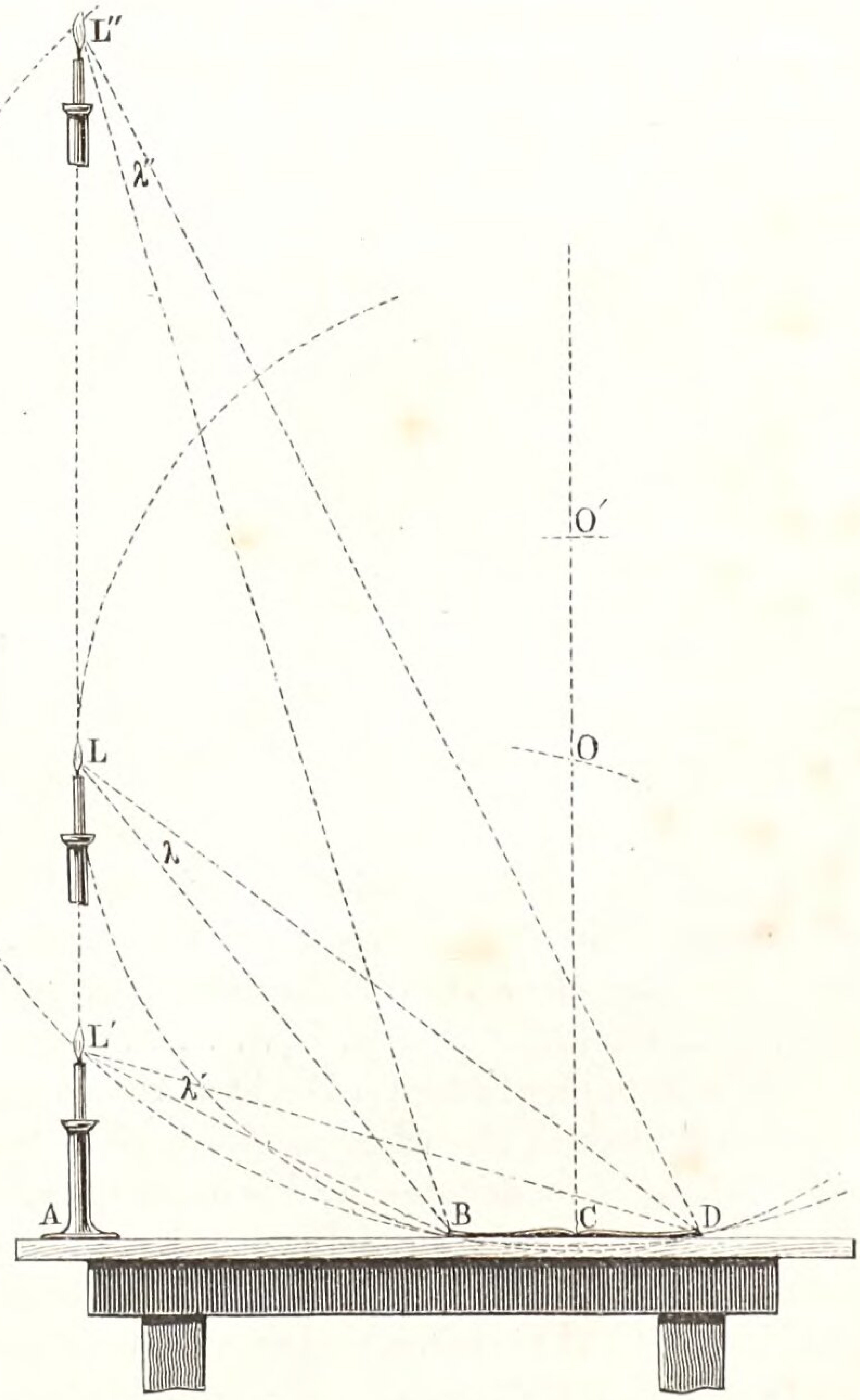
Mithin erhalten wir das Gesetz:

> Die Beleuchtungsintensität einer Ebene ist proportional dem Cosinus des Einfallwinkels der Lichtstrahlen.

Figur 14 (a. f. S.) zeigt ein Beispiel für die Anwendung der beiden Beleuchtungsgesetze. BD sei ein auf dem Tische liegendes ebenes Object, z. B. ein Buch. Wird dasselbe durch die Flamme L' beleuchtet, so ist die Beleuchtung schwach wegen zu grosser Schiefe der auffallenden Strahlen. Hebt man das Licht in die Höhe L'', so ist die Beleuchtung wiederum nur schwach wegen zu grosser Entfernung der Lichtquelle. Es muss eine mittlere Lage L geben, wo die Beleuchtungsintensität für dieselbe Horizontaldistanz am grössten ist. Es soll nun die Lage dieses

Punktes L auf der Senkrechten bestimmt werden. Zu diesem Zwecke errichten wir die Senkrechte in C und durchkreuzen sie von B aus mit der

Fig. 14.



Zirkelöffnung AC. Nun tragen wir die Höhe CO von A aufwärts auf, so finden wir L. Der Beweis kann sehr einfach so geführt werden.

Betrachten wir die Lichtstrahlen, welche in der Zeichnungsebene von den Punkten L, L' und L'' ausgehen, so wird offenbar die Beleuchtung von BD desto grösser sein, je grösser der Winkel λ ist, den die Randstrahlen einschliessen. Ziehen wir nun die Kreise, welche BD zur gemeinschaftlichen Sehne haben, und ausserdem durch irgend einen Punkt der Senkrechten AL'' hindurchgehen, so sind λ, λ', λ'' die Peripheriewinkel dieser Kreise auf ein und derselben Sehne. Diese Winkel sind desto grösser, je kleiner der Kreis. Der kleinste dieser Kreise ist aber offenbar der von O aus gezogene, bei L berührende. Alle anderen, welche Punkte mit der Senkrechten AL' gemein haben, z. B. der von O' aus gezogene, sind grösser. Mithin ist bei L der grösste Peripheriewinkel λ und von L aus die Beleuchtung des Objectes BD am stärksten.

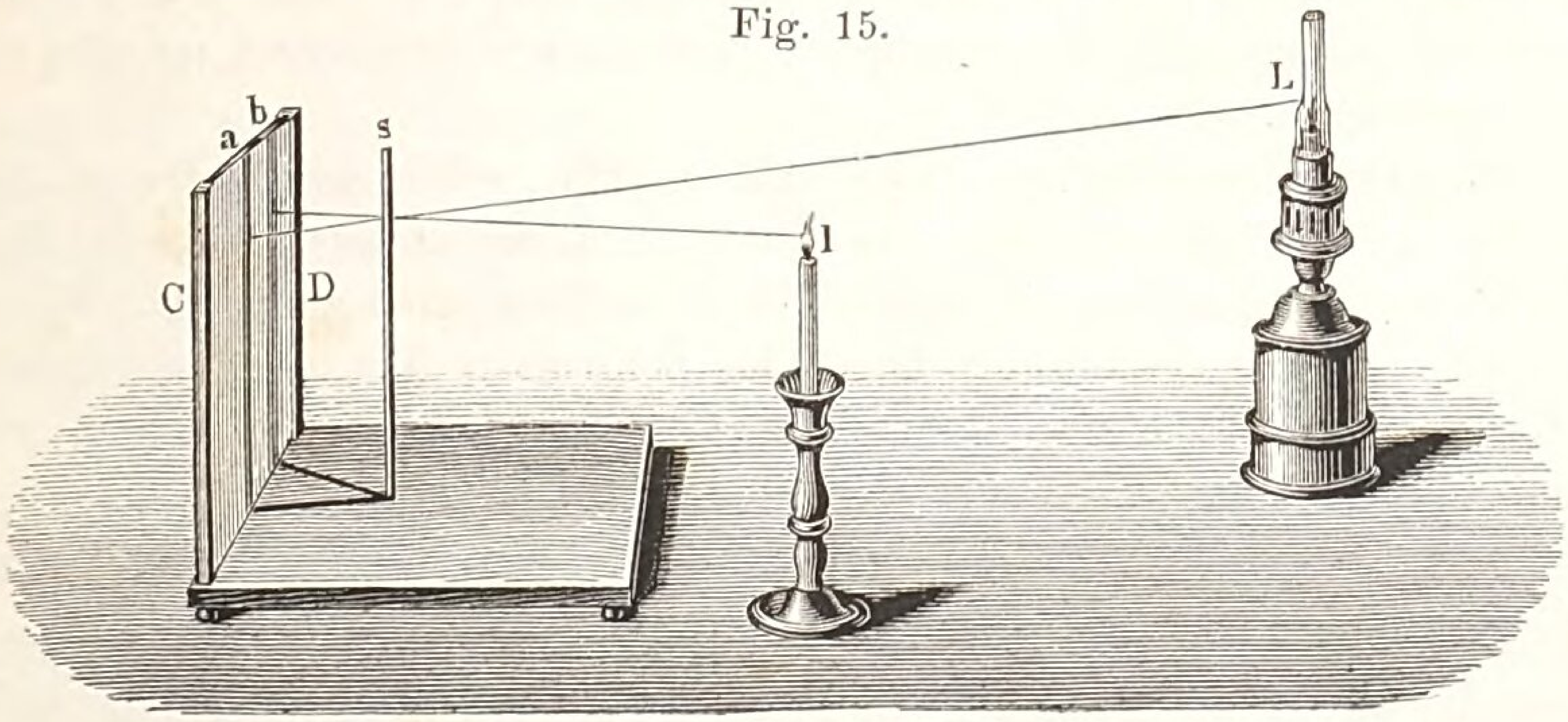
Wollen wir nur die Beleuchtung Eines Punktes C ins Auge fassen, so können wir uns denken, dass B und D nach C rücken, also LB und LD in die Gerade LC zusammenfallen. Der in L berührende Kreis berührt dann auch in C, es wird $AL = OC = AC$ und der Einfallswinkel des Strahles LC wird genau $= 45^0$, während er für die günstigste Beleuchtung des Objectes BD nicht genau 45^0 beträgt.

Dasselbe Resultat hätten wir durch Rechnung finden können.

Auf den Satz, dass die Stärke der Erleuchtung sich umgekehrt verhält, wie das Quadrat der Entfernung von der Lichtquelle, gründen sich die verschiedenen unter dem Namen Photometer bekannten Vorrichtungen, die man anwendet, um die Lichtstärke verschiedener Lichtquellen zu vergleichen.

Das Wesentliche des Rumford'schen Photometers kann man aus Fig. 15 ersehen. CD stellt eine weisse Wand dar; nahe vor derselben

Fig. 15.



ist ein undurchsichtiges Stäbchen s, etwas dicker als ein Bleistift, aufgestellt; wenn sich nun eine Kerzenflamme in l, eine andere Flamme in L befindet, so werden auf der Wand zwei Schatten des Stäbchens entstehen, der eine in a, der andere in b. Derjenige Theil der Wand, auf welchem sich kein Schatten befindet, ist von beiden Flammen beschienen, an der Stelle des Schattens b aber ist sie nur durch die Flamme L, an der Stelle a nur durch l beleuchtet. Wenn nun beide Lichtquellen vollkommen gleich wären, so würden die beiden Schatten gleich dunkel erscheinen, wenn sich die beiden Flammen in gleicher Entfernung befänden. Wenn aber die Lichtquelle L stärker leuchtet, so wird bei gleicher Entfernung der Schatten a dunkler erscheinen als b, und um die beiden Schatten wieder gleich zu machen, müsste man L weiter vom Schirme entfernen.

Will man die Intensitäten i und J der beiden Lichtquellen l und L mit einander vergleichen, so hat man nur solche Stellungen derselben aufzusuchen, bei welchen die beiden Schatten a und b vollkommen gleich stark erscheinen. Bezeichnet man nun für diesen Fall die Entfernungen der Lichtquellen l und L vom Schirm mit d und D, so ist

$$i : J = d^2 : D^2,$$

also

$$J = i \frac{D^2}{d^2}.$$

Es sei z. B. l eine Wachskerze, welche 3 Meter weit vom Schirm entfernt ist, L eine Lampe, welche man bis auf 7 Meter vom Schirm entfernen muss, wenn die beiden Schatten gleich sein sollen, so ergiebt sich

$$J = i \cdot \frac{49}{9} = i \, . \, 5{\cdot}44,$$

die Leuchtkraft der Lampe wäre für diesen Fall 5·44, also beinahe $5^1/_2$mal so gross als die der Wachskerze.

Das Bunsen'sche Photometer besteht im Wesentlichen aus einem Papierschirm, in dessen Mitte sich ein mit Wachs oder Stearin gemachter Fettfleck befindet. Dieser Fleck erscheint hell auf dunklem Grunde, wenn der Schirm von der Rückseite her stärker erleuchtet ist, als von der Vorderseite.

Das Licht, welches den Papierschirm trifft, wird, wie Bohn gezeigt hat, in drei Theile zerlegt; ein Theil wird zurückgeworfen, ein Theil wird durchgelassen und ein dritter Theil endlich wird absorbirt. Es sei für den nicht gefetteten Theil des Schirms a die zurückgeworfene, b die durchgelassene und c die absorbirte Lichtmenge, so haben wir, wenn 1 die Intensität des auffallenden Lichtes bezeichnet,

$$a + b + c = 1.$$

Ebenso sei für den Fettfleck α die zurückgeworfene, β die durchgelassene und γ die absorbirte Lichtmenge, so haben wir abermals, wenn die Intensität des auffallenden Lichtes gleich 1 ist,

$$\alpha + \beta + \gamma = 1.$$

Nehmen wir nun an, dass von der rechten Seite her Licht von der Intensität i, von der linken Seite aber Licht von der Intensität i' auf den Schirm fällt, so ist die Helligkeit, mit welcher der nicht befettete Theil des Schirms einem von der rechten Seite her schauenden Beobachter erscheint,

$$J = ia + ib,$$

die Helligkeit, mit welcher der Fettfleck von derselben Seite betrachtet erscheint, ist aber

$$J' = i\alpha + i'\beta.$$

Fände nun gar keine Absorption statt ($c = o$ und $\gamma = o$) oder wäre die Lichtabsorption an der befetteten Stelle des Schirmes eben so gross wie auf den nicht befetteten Partien, wäre also $c = \gamma$, so wäre auch $a + b = \alpha + \beta$, folglich würde $J = J'$ sein, wenn $i = i'$, d. h. der Fettfleck müsste gleich hell erscheinen wie der Grund, er müsste also unbemerkbar sein, wenn der Schirm gleich stark von beiden Seiten erleuchtet ist.

Dies ist aber in der That nicht der Fall. Wenn gleich weit vor und hinter dem Schirm zwei gleiche, gleich hell brennende Kerzen aufgestellt werden, so verschwindet der Fettfleck nicht, er erscheint hell auf dunklem Grunde.

Es rührt dies daher, dass das nicht gefettete Papier mehr Licht absorbirt als die gefettete Stelle, dass also $c > \gamma$; daraus folgt dann

$$a + b < \alpha + \beta,$$

für den Fall, dass der Schirm von beiden Seiten gleich stark erleuchtet ist, dass also $i = i'$, haben wir aber

$$J = i\,(a + b),$$
$$J' = i\,(\alpha + \beta),$$

also

$$J' > J.$$

Wenn auf beiden Seiten des Schirms gleich helle Kerzenflammen aufgestellt sind, so muss die auf der Rückseite etwas weiter vom Schirm entfernt, oder die auf der Vorderseite etwas genähert werden, wenn für den auf der Vorderseite stehenden Beobachter der Fleck verschwinden soll. Daraus geht auch hervor, dass der Fleck nicht gleichzeitig auf beiden Seiten des Schirms verschwinden kann.

Es geht ferner daraus hervor, dass wenn man zwei Lichtquellen l und L zu beiden Seiten des Schirms so aufgestellt hat, dass von einer Seite des Schirms gesehen der Fettfleck verschwindet, dass man alsdann aus dem Verhältniss ihrer Abstände d und D nicht genau auf das Verhältniss ihrer Lichtstärken schliessen kann; um dies Verhältniss zu ermitteln, hat man vielmehr in folgender Weise zu verfahren:

Nachdem man eine dritte, wenigstens für die Dauer des Versuchs constante Lichtquelle in einer beliebigen Entfernung hinter dem Schirm aufgestellt hat, wird zunächst die Lichtquelle l vor demselben aufgestellt und in solche Entfernung d gebracht, dass der Fettfleck von vorn gesehen verschwindet. Alsdann wird l entfernt, statt ihrer die Lichtquelle L vor dem Schirm aufgestellt und die Entfernung D derselben vom Schirm ermittelt, für welche nun der Fettfleck gleichfalls verschwindet. Die Lichtstärken der beiden Lichtquellen l und L verhalten sich alsdann, wie die Quadrate von d und D.

Figur 16 (a. f. S.) erläutert eine Vorrichtung, deren man sich zu photometrischen Versuchen nach dem eben besprochenen Princip bedienen kann. — In einer 4 bis 5 Meter langen, auf der Seite eingetheilten Rinne, die wir die optische Bank nennen wollen, sind drei Schieber angebracht, die man an jede beliebige Stelle der Bank hinschieben kann. Der mittlere Schieber s trägt einen Rahmen, über welchen der in der Mitte mit einem Fettfleck versehene Papierschirm aufgespannt ist; die beiden anderen Schieber dienen als Träger der Lichtquellen, mit denen man Versuche anstellen will.

Der eben erwähnten optischen Bank wird später noch oft Erwähnung geschehen. Um ihre Einrichtung deutlicher zu machen, ist in

Fig. 17.

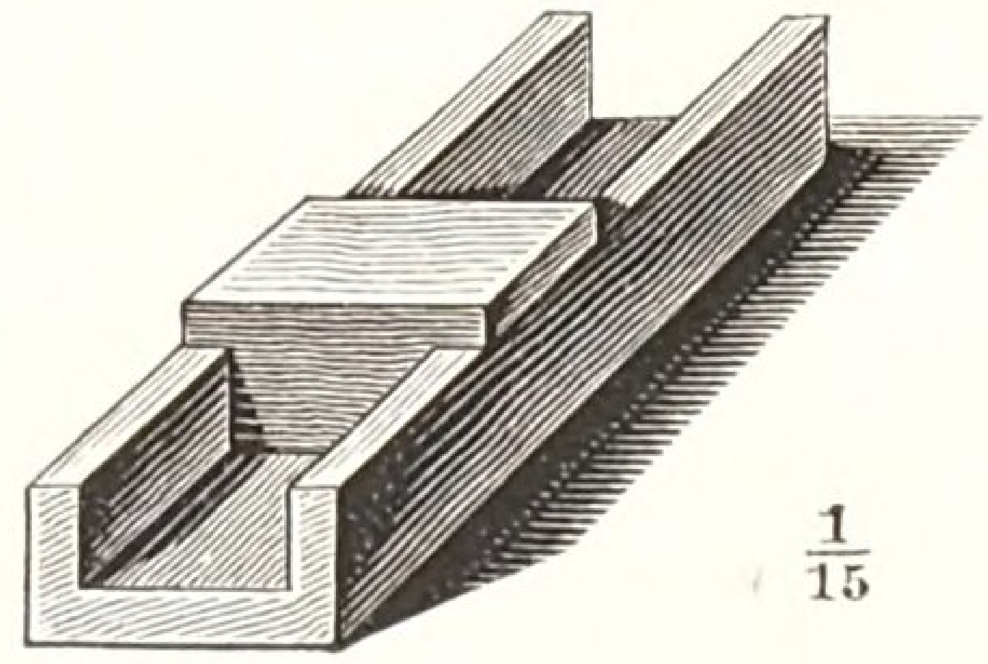
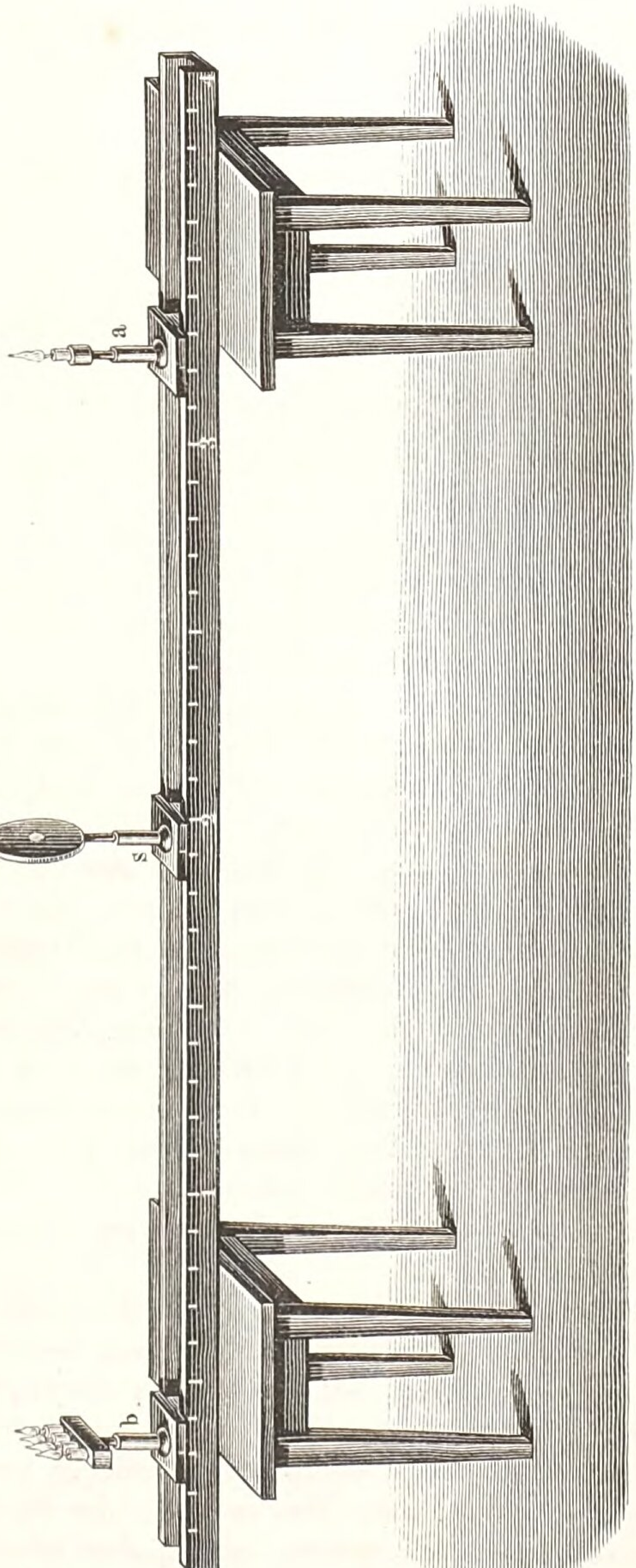


Fig. 16.



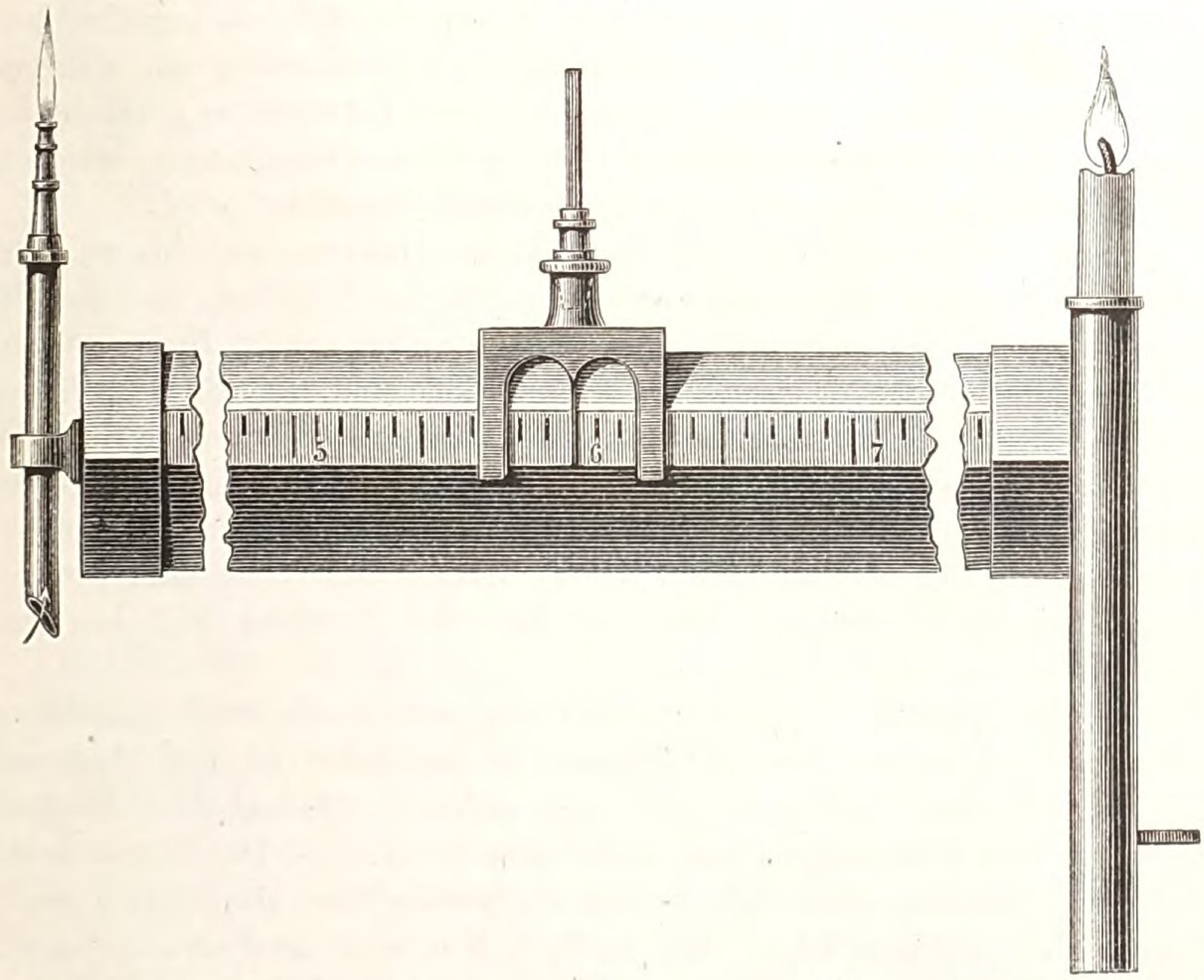
Figur 17 ein Stück der Rinne sammt einem Schieber im doppelten Maassstab der Figur 16 dargestellt.

Eine solidere, in Metall ausgeführte optische Bank ist in Figur 18 abgebildet.

Mit Hülfe dieser Vorrichtung kann man nun zunächst experimentell den Beweis führen, dass die Intensität der Erleuchtung im umgekehrten Verhältniss des Quadrats der Entfernung steht. Man stelle den Schieber *b*, auf welchem nebeneinander 4 gleiche und gleich brennende Stearinkerzen aufgesteckt sind, 2 Meter weit vom Schirm *s* auf und rücke dann den Schieber *a*, welcher irgend eine Lichtquelle, etwa eine Kerze trägt, in solche Entfernung von *s*, dass der Fettfleck verschwindet, wenn man den Schirm von der linken Seite her betrachtet. Löscht man nun drei von den auf *b*

steckenden Kerzen aus, so dass nur eine Flamme übrig bleibt, so muss man nun den Schieber *b* dem Schirm bis auf 1 Meter nähern, wenn bei

Fig. 18.

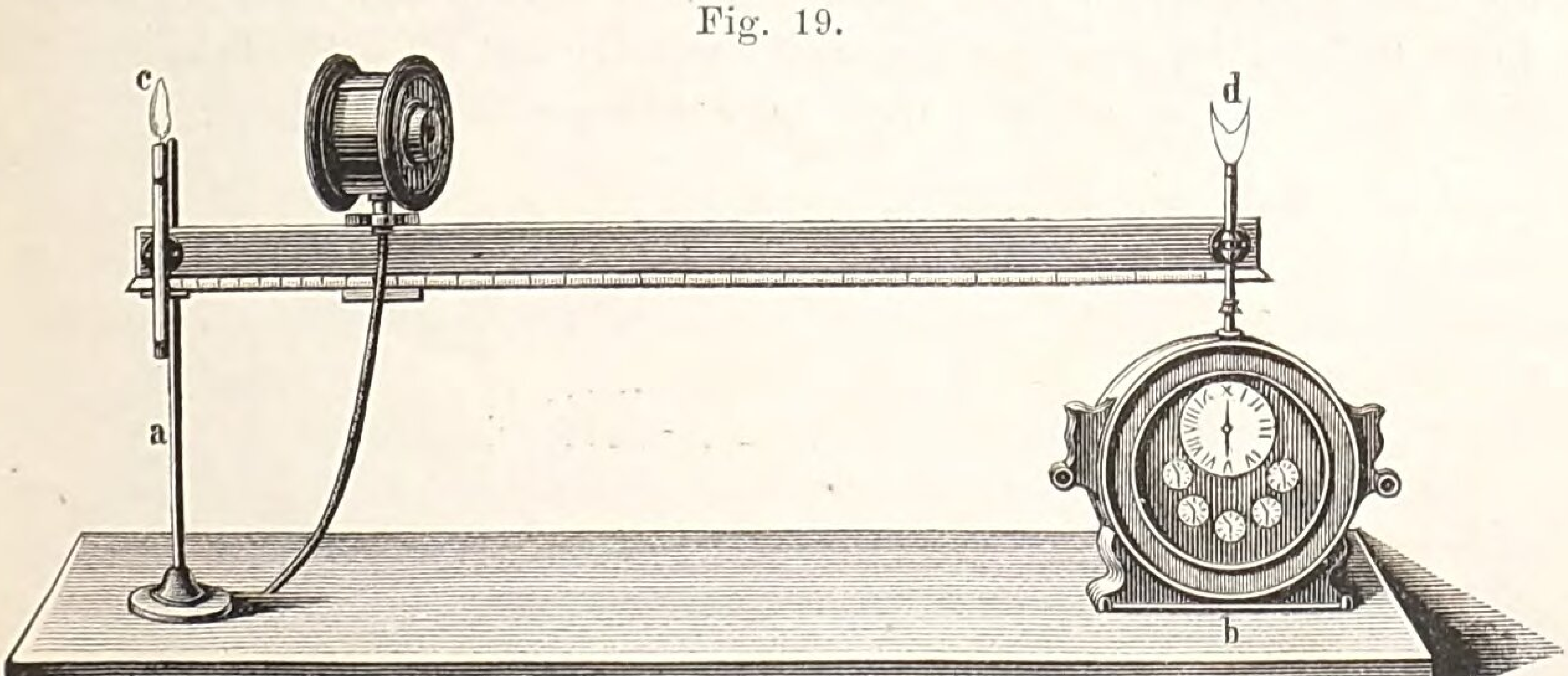


unverändertem Standpunkte des Beobachters und bei unveränderter Stellung des Schiebers *a* der Fettfleck abermals verschwinden soll.

Gewöhnlich vergleicht man die Lichtstärke verschiedener Lichtquellen mit der Lichtstärke der Flamme einer gewöhnlichen Sechser-Wachskerze, d. h. einer Wachskerze, von denen 6 auf $^1/_2$ Kilogramm gehen. Solche Wachskerzen werden als Normalkerzen bezeichnet.

Das Bunsen'sche Photometer wird gegenwärtig von Desaga in Heidelberg in der Figur 19 dargestellten Form ausgeführt. An dem

Fig. 19.



einen Ende einer horizontalen getheilten Schiene ist die Normalkerze c, an dem anderen Ende derselben ist die Flamme d angebracht, deren Leuchtkraft mit der der Normalkerze verglichen werden soll.

Auf der getheilten Schiene ist ein cylindrisches Gehäuse verschiebbar, dessen kreisförmige Rückwand vollkommen undurchsichtig ist, während in der vordern Wand das Diaphragma mit dem Fettfleck angebracht ist. In der Mitte des Gehäuses befindet sich ein kleiner Gasbrenner, welchem das Leuchtgas durch einen Kautschukschlauch zugeführt wird.

Nach der linken Seite hin kann dieses Gehäuse nur bis zu einer bestimmten Gränze geschoben werden, indem der Schieber, welcher das Gehäuse trägt, hier an einer an der Schiene angebrachten Hervorragung anstösst. Dreht man das Gehäuse, wenn es sich an dieser Stelle befindet, aus der in der Figur dargestellten Lage um 180^0 herum, so dass das gefettete Diaphragma der Normalkerze zugekehrt ist, so beträgt der Abstand der Kerze von dem Papierschirm 20 Centimeter. Bei dieser Gränzstellung der Schiene nun wird der Zufluss des Gases zum Brenner im Inneren des Gehäuses so regulirt, dass der Fettfleck auf dem Diaphragma aufhört sichtbar zu sein.

Ist dies erreicht, so wird das Gehäuse wieder um 180^0 gedreht, so dass das Diaphragma nun der Flamme d zugekehrt ist und dann der Schieber mit dem Gehäuse so weit nach rechts geschoben, dass der Fettfleck auf dem Diaphragma abermals verschwindet. — Die Scala ist der Art eingerichtet, dass man unmittelbar die (auf die Normalkerze bezogenen) Lichtstärken ablesen kann. Mit 1, 2, 3, 4 u. s. w. sind also diejenigen Punkte der Schiene bezeichnet, auf welchen der Index des Schiebers einsteht, wenn das Diaphragma 20, $20\sqrt{2}$, $20\sqrt{3}$, $20\sqrt{4}$ u. s. w. Centimeter von der Flamme d entfernt ist.

Bei neueren Apparaten bedient man sich zweier unter 45^0 geneigter Spiegel, um die Flecke auf beiden Seiten zugleich beobachten zu können. Man sucht dann am besten diejenige Stellung der Lichtquellen auf, bei welcher die Flecke auf beiden Seiten gleich deutlich erscheinen.

Wenn die beiden Lichtquellen verschieden gefärbt sind, wenn z. B. die eine Flamme ein mehr röthliches, die andere ein mehr bläuliches Licht hat, so ist dies ein Umstand, welcher bei allen Photometern die Sicherheit der Beobachtung mehr oder weniger beeinträchtigt.

Zweites Capitel.

Von der Katoptrik oder der Reflexion des Lichtes.

Reflexion des Lichtes auf ebenen Flächen. Wenn Licht- 5
strahlen auf eine glatte Fläche treffen, welche zwei Medien von einander trennt, so tritt im Allgemeinen eine Theilung des Lichtes ein. Ein Theil desselben wird in das ursprüngliche Medium zurückgeworfen (Reflexion), der andere Theil setzt unter veränderter Richtung seinen Weg im neuen Mittel fort, wenn dasselbe durchsichtig ist (Refraction), oder wird ganz oder theilweise absorbirt, wenn das Medium undurchsichtig oder halbdurchsichtig ist (Absorption).

Ist die von den Lichtstrahlen getroffene Fläche nicht glatt, sondern mehr oder weniger rauh, so kann zwar auch Reflexion und Refraction stattfinden, aber dieselbe ist eine unregelmässige, indem das Licht nach allen Richtungen zerstreut wird (Diffusion).

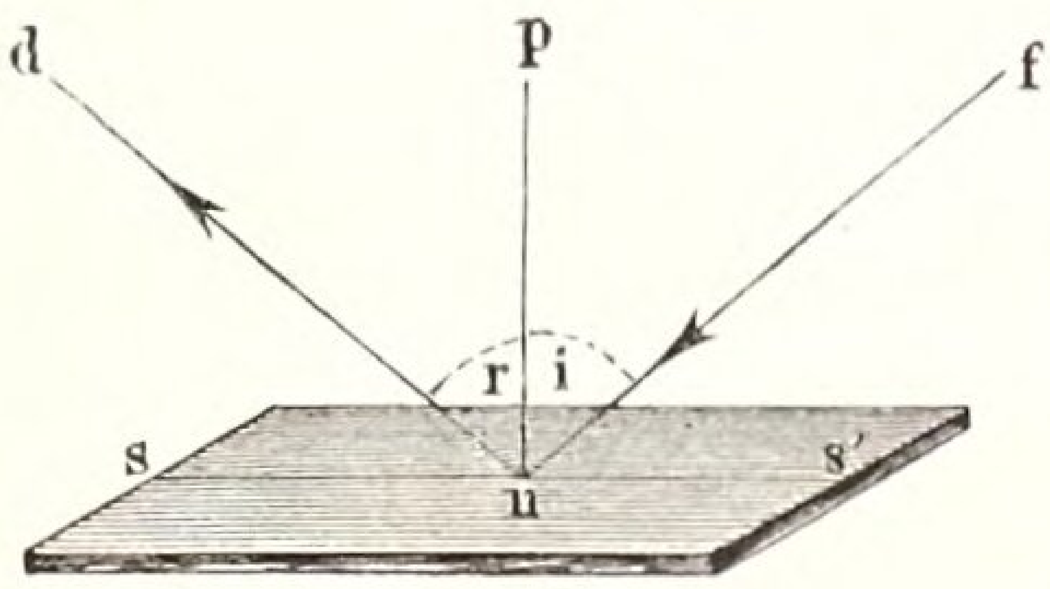
Eine glatte Fläche, von welcher das Licht regelmässig reflectirt wird, heisst ein Spiegel. Ein vollkommener Spiegel, der in Wirklichkeit nicht existirt, würde alles Licht reflectiren und könnte eigentlich nicht gesehen werden, denn statt seiner würden wir nur die Bilder der gespiegelten Gegenstände sehen. Ebenso wenig könnte die glatte Oberfläche eines vollkommen durchsichtigen Körpers gesehen werden, denn wir erblicken nur die hinter demselben gelegenen Gegenstände. Sichtbar wird die Oberfläche eines Körpers eigentlich nur durch zerstreutes Licht. So wird z. B. eine Spiegelfläche oder eine durchsichtige Glasplatte sichtbar durch daraufliegenden Staub, der das Licht unregelmässig reflectirt, d. h. zerstreut.

Man kann dieses Verhalten leicht nachweisen, indem man in ein dunkles Zimmer ein Bündel Sonnenstrahlen einfallen lässt und dasselbe nach einander mittelst eines möglichst guten Spiegels, dann mittelst eines bestaubten Spiegels, dann mittelst einer reinen und einer bestaubten Glasplatte, endlich mittelst einer weissen Papierfläche auffängt.

Bezüglich der Richtung der regelmässig reflectirten Strahlen gelten folgende zwei wichtige Gesetze:

1. der Einfallswinkel i (Fig. 20), den der einfallende Strahl fn mit dem Einfallsloth pn bildet, ist gleich dem Reflexionswinkel r zwischen Einfallsloth und reflectirtem Strahl nd;
2. der einfallende Strahl, das Einfallsloth und der reflectirende Strahl liegen in Einer Ebene, der Reflexionsebene.

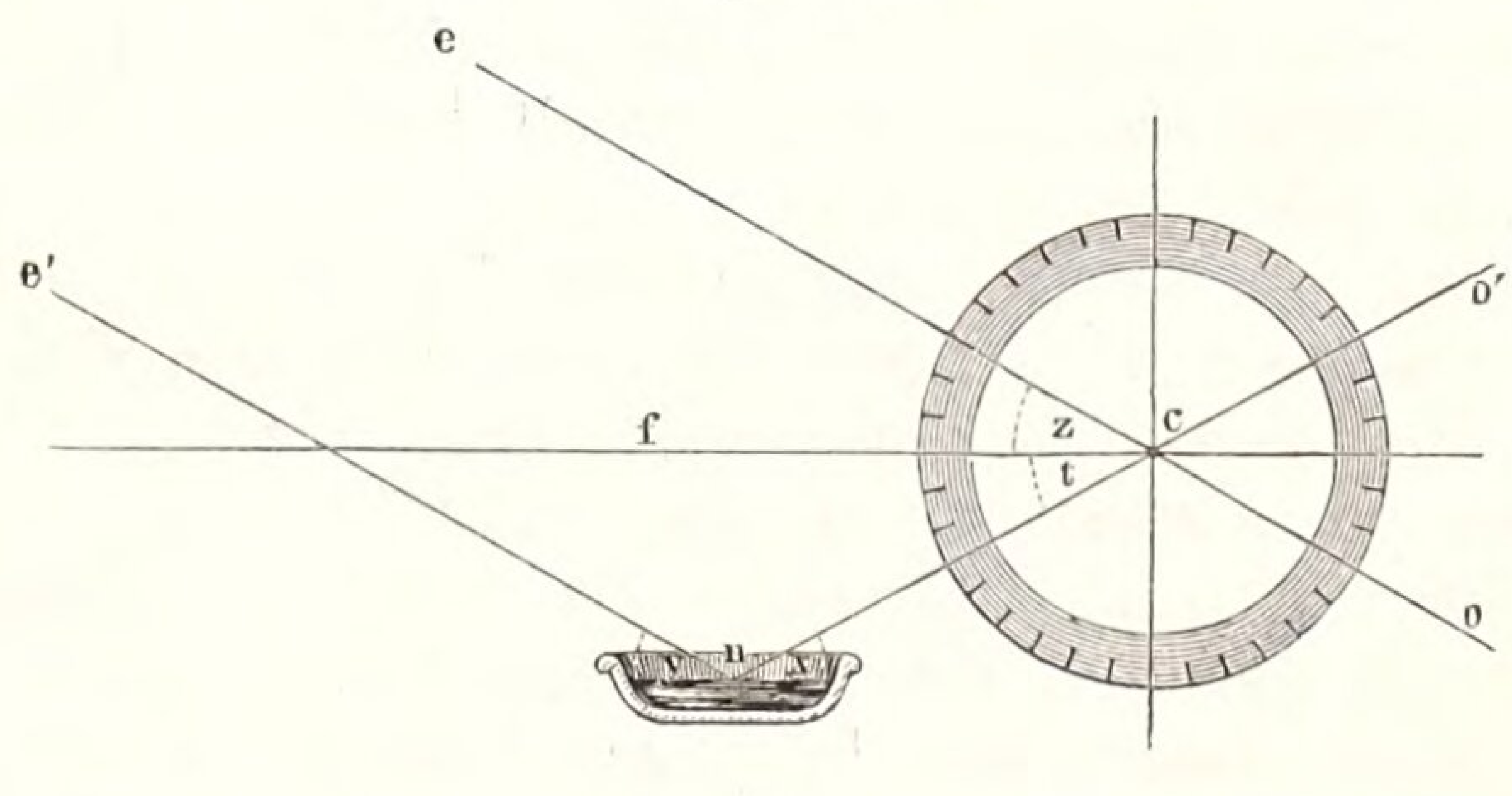
Fig. 20.



Diese beiden Sätze werden durch einen Versuch bewiesen, welchen die Astronomen oft mit der grössten Genauigkeit zu wiederholen Gelegenheit haben.

Um die Axe c eines Höhenkreises, Fig. 21, bewegt sich ein Fernrohr, mit welchem man die Gestirne beobachtet (man kann jeden Theodolith, welcher mit einem Höhenkreise versehen ist, zu diesem Versuche anwenden). Erst visirt man nach irgend einem Stern und dann nach dem Bilde desselben Sterns, welches von einem sogenannten künstlichen Horizont reflectirt wird. Ein künstlicher Horizont besteht aus einer flachen, mit Quecksilber gefüllten

Fig. 21.



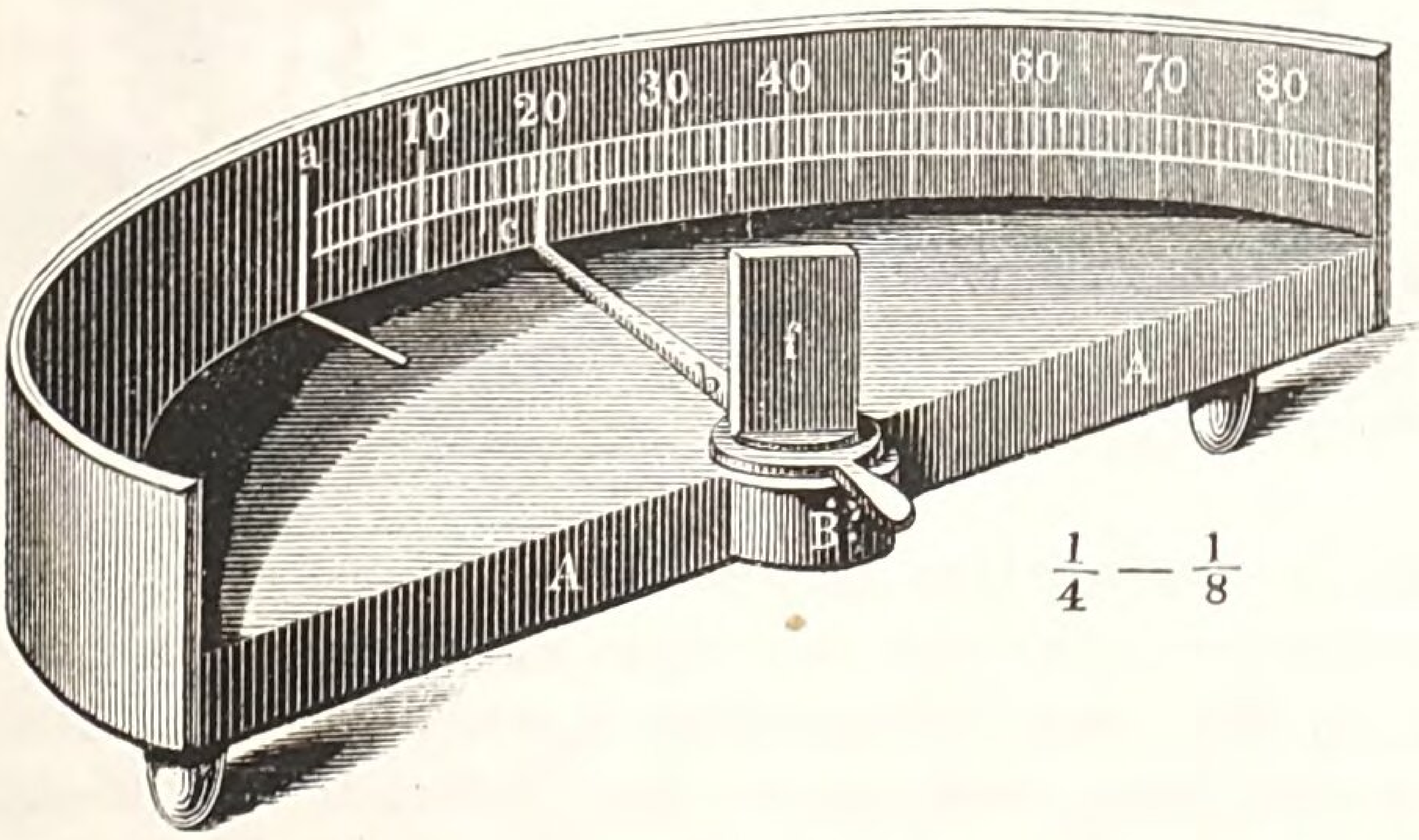
Schale, dessen Oberfläche einen vollkommen horizontalen Spiegel bildet; da aber die Oberfläche des Quecksilbers seiner grossen Beweglichkeit wegen durch die geringste Erschütterung erzittert, so ist es schwer, mit einem solchen Quecksilberhorizont zu beobachten, wenn man ihn nicht an einem sehr ruhigen und festen Orte aufstellen kann; man bedient sich deshalb auch oft statt des Quecksilbers einer flüssigen Legirung desselben oder einer Mischung von Leinöl und Kienruss, welche noch flüssig genug ist, um leicht eine horizontale Ebene zu bilden, aber doch zu zäh, um durch jede kleine Erschütterung in Vibrationen versetzt zu werden. Misst man nun den Winkel z, welchen die nach dem Stern gerichtete Visirlinie oe mit der Horizontalen cf bildet, so findet man, dass er dem Winkel t gleich ist, welchen die nach dem Bilde des Sterns gerichtete Visirlinie $o'n$

mit derselben macht. Nun aber ist der einfallende Strahl $e'n$ mit co parallel, weil beide von dem sozusagen unendlich weit entfernten Sterne herkommen, folglich ist der Winkel y gleich Winkel z und $x = t$. Da nun aber $z = t$, so muss also auch $y = x$ sein. Sind aber die Winkel gleich, welche der einfallende und der reflectirte Strahl mit der Spiegelebene machen, so machen sie auch gleiche Winkel mit dem Einfallslothe.

Dieser Versuch muss jedoch zur Zeit der Culmination des Sterns vorgenommen werden, weil sich nur zu dieser Zeit die Höhe des Sterns während der Dauer des Versuchs nicht merklich ändert.

Noch einfacher lässt sich dieser wichtige Satz mit Hülfe des von Joh. Müller construirten Apparates, Fig. 22, nachweisen. Der Spiegel *f*, welchen unsere Figur von der Rückseite zeigt, ist um eine verticale

Fig. 22.



Axe drehbar, welche durch den Mittelpunkt des horizontalen halbkreisförmigen Brettes A geht. Die Richtung des Einfallslothes für ein von a in horizontaler Richtung auf den Spiegel fallendes Strahlenbündel ist durch den Messingstreifen bc bezeichnet, welcher sich mit dem Spiegel dreht und bei c einen verticalen Zeiger trägt.

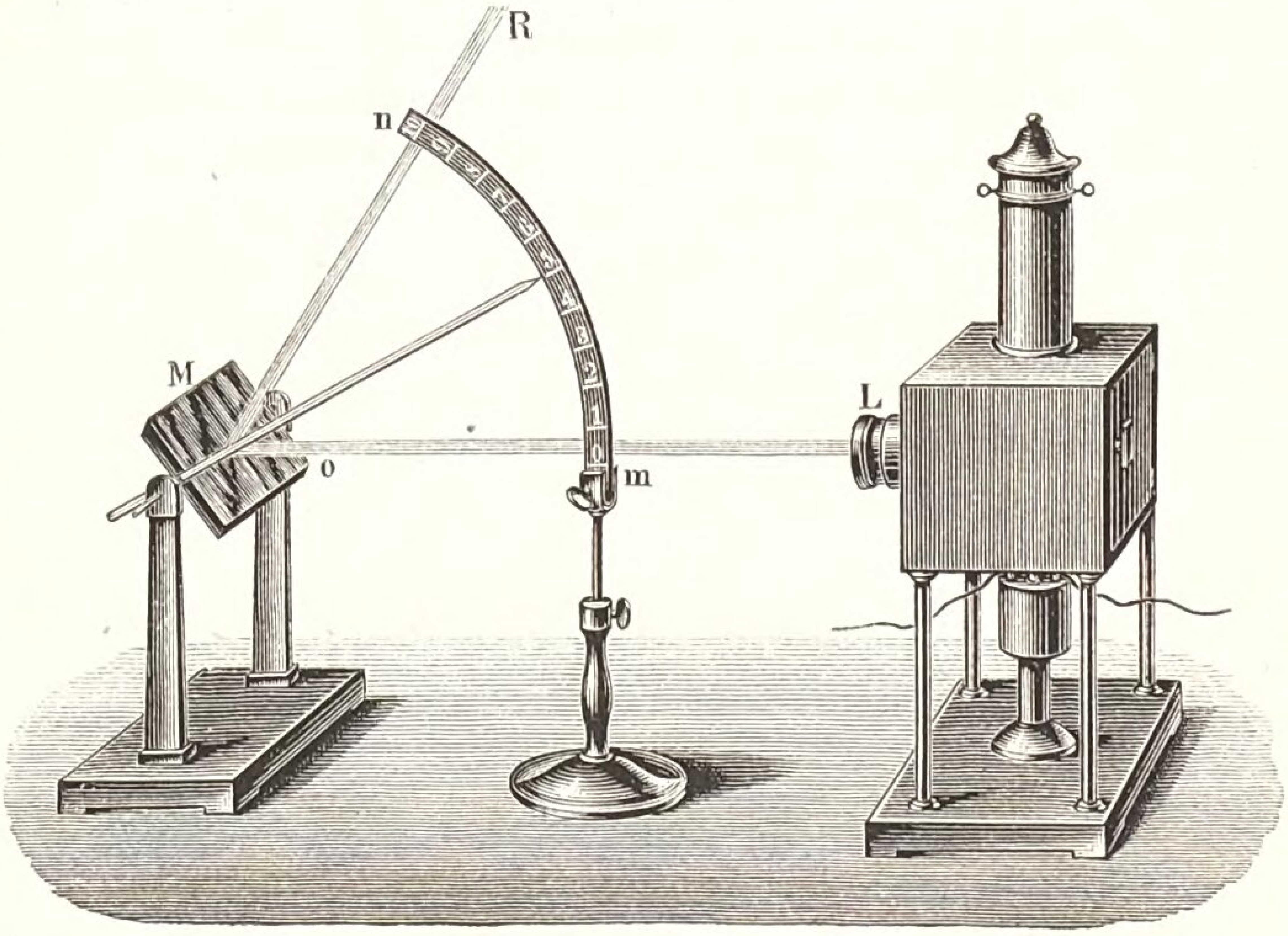
Um den gekrümmten Theil des Brettes A ist ein dasselbe überragender Halbkreis von Messingblech gelegt, welcher bei a einen verticalen Schlitz hat. Der Viertelskreis von a nach der rechten Seite ist in 90 Grade getheilt.

Ist der Spiegel so gestellt, dass der Zeiger c auf dem Theilstrich 10^0, oder auf 20^0, 30^0 u. s. w. steht, so wird ein Strahlenbündel, welches durch die Spalte bei a eindringt (am besten ein durch einen Spiegel horizontal gemachtes Bündel Sonnenstrahlen), mit dem Einfallslothe des Spiegels einen Winkel von 10, 20, 30 u. s. w. Graden machen und also nach den Theilstrichen 20^0, 40^0, 60^0 u. s. w. reflectirt werden.

Will man einem grösseren Auditorium diesen Versuch vorführen, so empfiehlt sich wohl am meisten die folgende Anordnung, deren Abbildung, Fig. 23 (a. f. S.), ich Tyndall's Buche „Das Licht“ entnehme. Ein horizontal gerichtetes Bündel Sonnenstrahlen oder ein solches, welches

der später zu beschreibenden Duboscq'schen Laterne bei L entströmt, trifft auf den Spiegel M, der sich sammt dem Einfallsloth um seine

Fig. 23.



horizontale Axe drehen lässt. Durch Staub, Tabaksrauch oder Salmiakdampf (durch Vermischen von Salzsäure- und Ammoniakdämpfen erzeugt) lässt sich der Weg der Lichtstrahlen durch die Luft sichtbar machen. Man kann sich dann überzeugen, dass jederzeit das Einfallsloth den Winkel der einfallenden und reflectirten Strahlen halbirt.

Hieraus ergibt sich dann unmittelbar der folgende Satz: Wird bei feststehender Richtung des einfallenden Strahles der Spiegel um den Winkel α gedreht, so wird der reflectirte Strahl um 2α aus seiner früheren Lage gedreht.

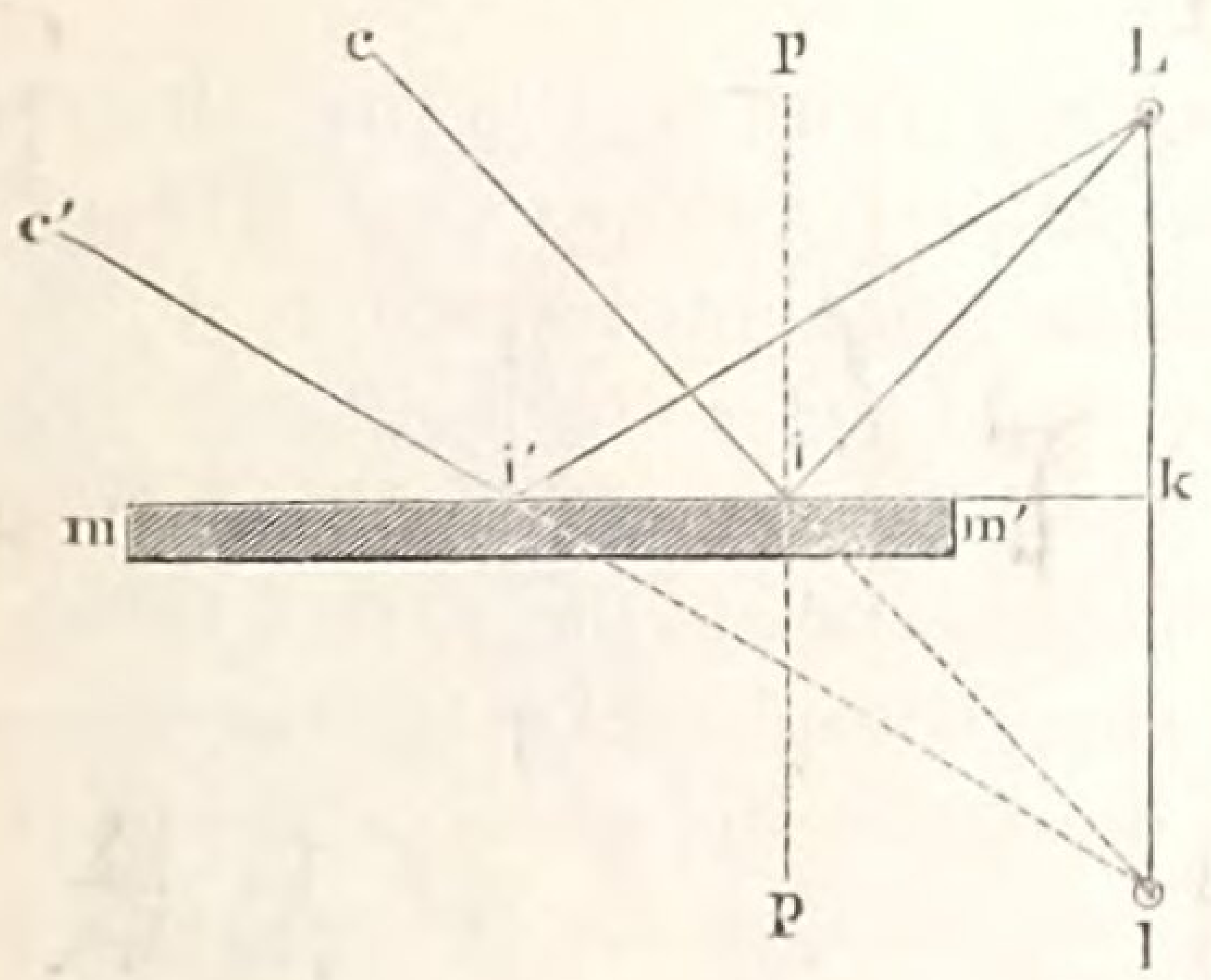
Da nämlich der vom einfallenden und reflectirten Strahle eingeschlossene Winkel immer das Doppelte des Einfallwinkels bleibt, so muss jener um 2α zu- oder abnehmen, wenn dieser um α zu- oder abnimmt. Mit den Apparaten der Fig. 22 und 23 lässt sich dies leicht experimentell bestätigen.

6 **Bilder ebener Spiegel.** Mit Hülfe dieser Grundsätze kann man leicht nachweisen, dass ein ebener Spiegel von Gegenständen, die sich vor seiner Ebene befinden, Bilder zeigt, und dass Bild und Gegenstand in Beziehung auf die spiegelnde Ebene symmetrisch sind.

Es sei $m'm$, Fig. 24, ein ebener Spiegel, L ein leuchtender Punkt vor demselben, der einen Strahl Li auf den Spiegel sendet. Dieser Strahl wird nun nach den bekannten Gesetzen in der Richtung ic reflectirt, und wenn der gespiegelte Strahl ein Auge trifft, so macht er auf dasselbe denselben Eindruck, als ob er von einem Punkte hinter dem

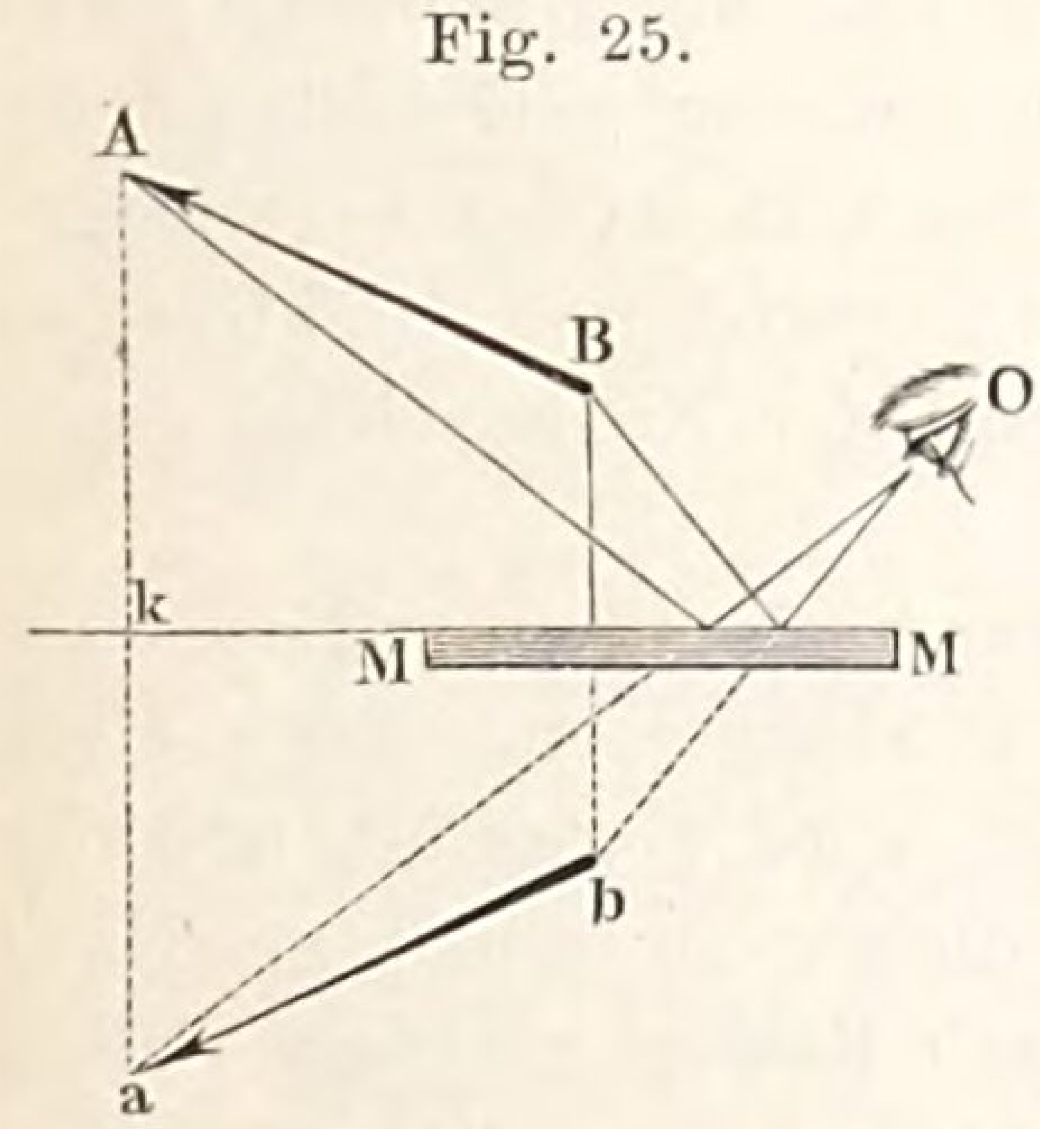
Spiegel käme. Ein Strahl Li' wird nach der Richtung $i'c'$ reflectirt, und wenn man die Strahlen ic und $i'c'$ rückwärts verlängert, so ist ihr Durchschnittspunkt l derjenige Punkt, von welchem alle von L kommenden Strahlen nach ihrer Reflexion durch den Spiegel mm' zu divergiren scheinen, kurz l ist das Spiegelbild von L. — Nun aber ist, wie leicht zu beweisen, das Dreieck $ii'L$ congruent mit dem Dreieck $ii'l$, folglich auch $iL = il$; ist aber $iL = il$, so lässt sich auch leicht beweisen, dass die Dreiecke iLk und ilk mit einander congruent sind, woraus dann endlich folgt, dass der Winkel ikL gleich ist dem Winkel ikl, dass also die Linie Ll rechtwinklig steht auf der Spiegelebene mm', und ferner, dass $kL = kl$. Um also das Bild eines leuchtenden Punktes in einem ebenen Spiegel zu finden, hat man nur von dem leuchtenden Punkte ein Perpendikel auf den Spiegel oder seine Verlängerung zu fällen und dasselbe hinter der Spiegelebene um eben so viel zu verlängern, als der leuchtende Punkt vor dem Spiegel liegt.

Fig. 24.



Da dies für jeden Punkt eines Körpers gilt, welcher Licht auf den Spiegel sendet, mag es nun eigenes oder zerstreutes Licht sein, so kann man leicht das Bild dieses Körpers construiren. In Fig. 25 sei MM ein ebener Spiegel, AB ein Pfeil, welcher sich vor demselben befindet. Man findet das Bild der Spitze, wenn man von A ein Perpendikel Ak auf die Spiegelebene fällt und die Verlängerung ak desselben gleich Ak macht; alle von A ausgehenden Strahlen scheinen nach der Spiegelung so zu divergiren, als ob sie von a kämen; a ist also das Bild von A; ebenso ergiebt sich, dass b das Bild von B ist; der Anblick der Figur zeigt deutlich, dass Bild und Gegenstand in Beziehung auf die Spiegelebene symmetrisch sind.

Fig. 25.



Ehe wir zur näheren Betrachtung einiger physikalischen Instrumente übergehen, in welchen ebene Spiegel zur Anwendung kommen, müssen wir noch einige technische Bemerkungen über die Darstellung ebener Spiegel machen.

I. Spiegel mit zwei reflectirenden Flächen, welche wegen der mehrfachen Bilder, die sie geben, zu vielen optischen Versuchen nicht

anwendbar sind. Hierher gehören die gewöhnlichen Amalgamspiegel bei welchen die Reflexion an der Oberfläche des Amalgams (aus Zinn und Quecksilber) benutzt wird, aber die Reflexion an der Vorderfläche des Spiegelglases stört; dann die nach Liebig's Methode von hinten mit Silber belegten Glasspiegel.

II. Spiegel mit nur Einer reflectirenden Fläche. Hierher gehören vor Allem die Spiegel ebener Oberflächen von Flüssigkeiten, wie sie oben bei den künstlichen Horizonten erwähnt wurden, dann die Metallspiegel, welche aus Stahl oder Spiegelmetall (eine Legirung von 2 Theilen Kupfer mit 1 Theil Zinn und $^1/_{16}$ Theil Arsen) oder einer dünnen Silber- oder Platinschichte bestehen, die nach Liebig's Methode (auf chemischem Wege) auf eine Glasplatte aufgetragen und polirt werden, bei welchen aber nicht die Glasseite, sondern die polirte Metallfläche benutzt wird. Ferner gehören hierher die Spiegel aus geschliffenem Obsidian, oder aus schwarzem Glase, oder auch nur einer an der Hinterseite matt geschwärzten Glasplatte, welche dort Anwendung finden, wo es auf Abwesenheit mehrfacher Bilder, aber nicht auf möglichste Intensität des reflectirten Lichtes ankommt. Wo möglichst vollkommene Reflexion alles Lichtes und zugleich einfache Bilder verlangt werden, wendet man vielfach die später zu besprechende totale Reflexion im Innern eines Prismas an.

Die oben erwähnte Liebig'sche Methode setzt den Physiker in Stand, sich kleine Silberspiegel zu mancherlei Zwecken selbst herzustellen. Ich lasse hier ein von Böttger herrührendes Recept folgen:

Man bereitet sich zweierlei Flüssigkeiten; die erste, indem man 10 Gramm salpetersaures Silber in Wasser löst, mit Ammoniak versetzt, bis der entstehende Niederschlag fast ganz wieder gelöst ist, filtrirt und bis auf 1 Liter verdünnt; die zweite, indem man 2 Gramm salpetersaures Silber in 1 Liter Wasser löst, zum Sieden erhitzt und 1·66 Gramm Seignettesalz zusetzt. Nach kurzem Sieden wird der Niederschlag grau, worauf man heiss filtrirt.

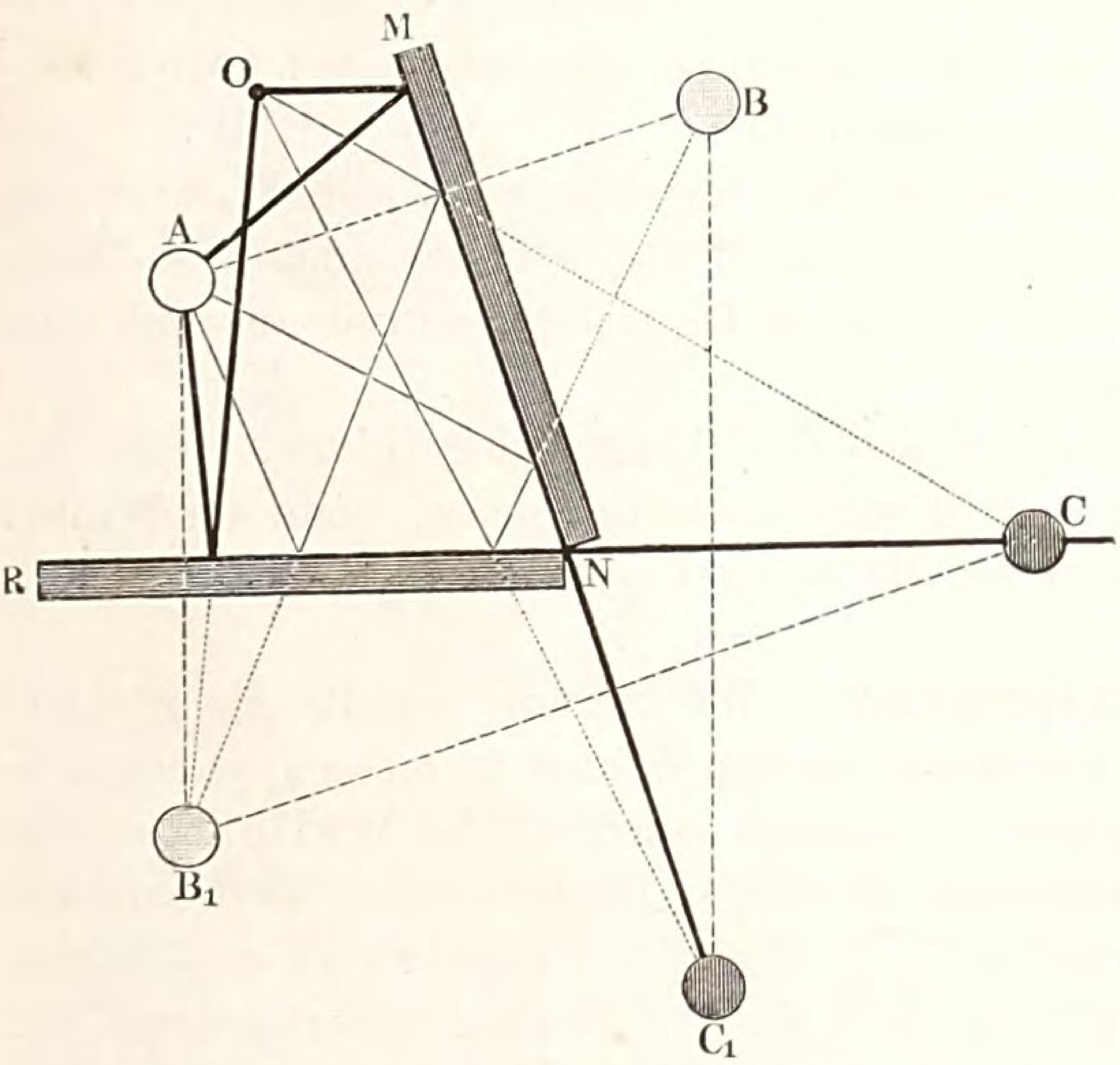
Die gereinigte Glasfläche wird $^1/_2$ Centimeter hoch mit einer Mischung gleicher Volumina dieser beiden Flüssigkeiten übergossen. Nach etwa einer Stunde, wo das Silberhäutchen fertig ist, wird abgespült und die Operation wiederholt, um die Silberschichte dicker zu erhalten. Nach dem Trocknen kann man die Silberfläche (durch Reiben mit dem Ballen der Hand) poliren. Im Dunkeln aufbewahrt, bleiben diese Flüssigkeiten mehrere Monate brauchbar. Die Methode beruht auf der Reduction des metallischen Silbers aus der Lösung durch die im Seignettesalz enthaltene Weinsäure, an deren Stelle verschiedene andere Substanzen substituirt werden können.

Unter Umständen können auch die Spiegelbilder ebener, wohlpolirter Glastafeln (wie man sie in neuerer Zeit vielfach zu Schaufenstern verwendet) sehr lichtstarke Bilder geben, wenn nämlich der Gegenstand, dessen Bild man sieht, sehr stark erleuchtet ist, hinter der Glastafel aber

nur ganz dunkle oder doch nur schwach erleuchtete Gegenstände sich befinden, sonst aber fremdes Licht möglichst abgehalten ist, wie man dies jetzt vielfach zur Production von Gespenstererscheinungen benutzt. Hierüber findet man Ausführlicheres in Fr. Jos. Pisko's „Licht und Farbe", 2. Aufl.

Winkelspiegel. Wenn zwei ebene Spiegel unter irgend 7
einem Winkel zusammengestellt werden, so sieht man von einem zwischen ihnen befindlichen Gegenstande mehrere Bilder, deren Zahl von der Neigung der Spiegel abhängt. In Fig. 26 seien MN und RN zwei unter einem Winkel von 72^0 ($^1/_5$ des Kreisumfanges) zusammenstossende ebene Spiegel, A ein leuchtender Punkt, der sich in der Mitte des von ihnen gebildeten Winkels befindet. Zunächst wird in jedem Spiegel ein Bild von A entstehen, und zwar ist das Bild für den einen Spiegel in B, für den anderen in B_1; ein in O befindliches Auge sieht also ausser dem Gegenstande A selbst, in Folge einer einmaligen Spiegelung, auch noch die Bilder B und B_1 desselben. Nun aber können solche Strahlen, die von dem einen Spiegel reflectirt worden sind, den zweiten treffen und an demselben eine abermalige Reflexion erleiden. Da alle vom ersten Spiege MN reflectirten Strahlen so divergiren, als ob sie von B kämen, s spielt B selbst die Rolle eines Gegenstandes, welcher Strahlen auf den Spiegel RN sendet, und man kann demnach leicht das Bild des Bildes B im Spiegel RN finden; man fälle nur von B ein Perpendikel auf die Verlängerung von RN, und verlängere es auf die bekannte Weise, so erhält man das Bild C_1, von welchem alle Strahlen auszugehen scheinen, die von dem Spiegel MN auf den Spiegel RN reflectirt werden und an diesem eine abermalige Spiegelung erleiden; und so sieht das Auge in O nach zweimaliger Spiegelung noch ein Bild in C_1.

Fig. 26.



Das Bild B_1 verhält sich aber auch wie ein Gegenstand für den Spiegel MN, und wenn man den Ort des Bildes von B_1 bestimmt, so findet man, dass es in C liegt.

Von dem Bilde C kann nun kein weiteres Bild entstehen, weil es

hinter der Reflexionsebene des Spiegels MN und in der Reflexionsebene des Spiegels RN liegt. Dasselbe gilt vom Bilde C_1. Von dem Gegenstande A sieht man also hier noch vier Bilder, welche mit A selbst ein Fünfeck bilden.

Wären die Spiegel unter einem Winkel von 60^0, 45^0, 36^0 u. s. w. geneigt gewesen, d. h. betrüge der Winkel, den sie machen, $^1/_6$, $^1/_8$, $^1/_{10}$ des ganzen Kreisumfanges, so würde man, den Gegenstand selbst mitgerechnet, 6, 8, 10 u. s. w. Bilder sehen.

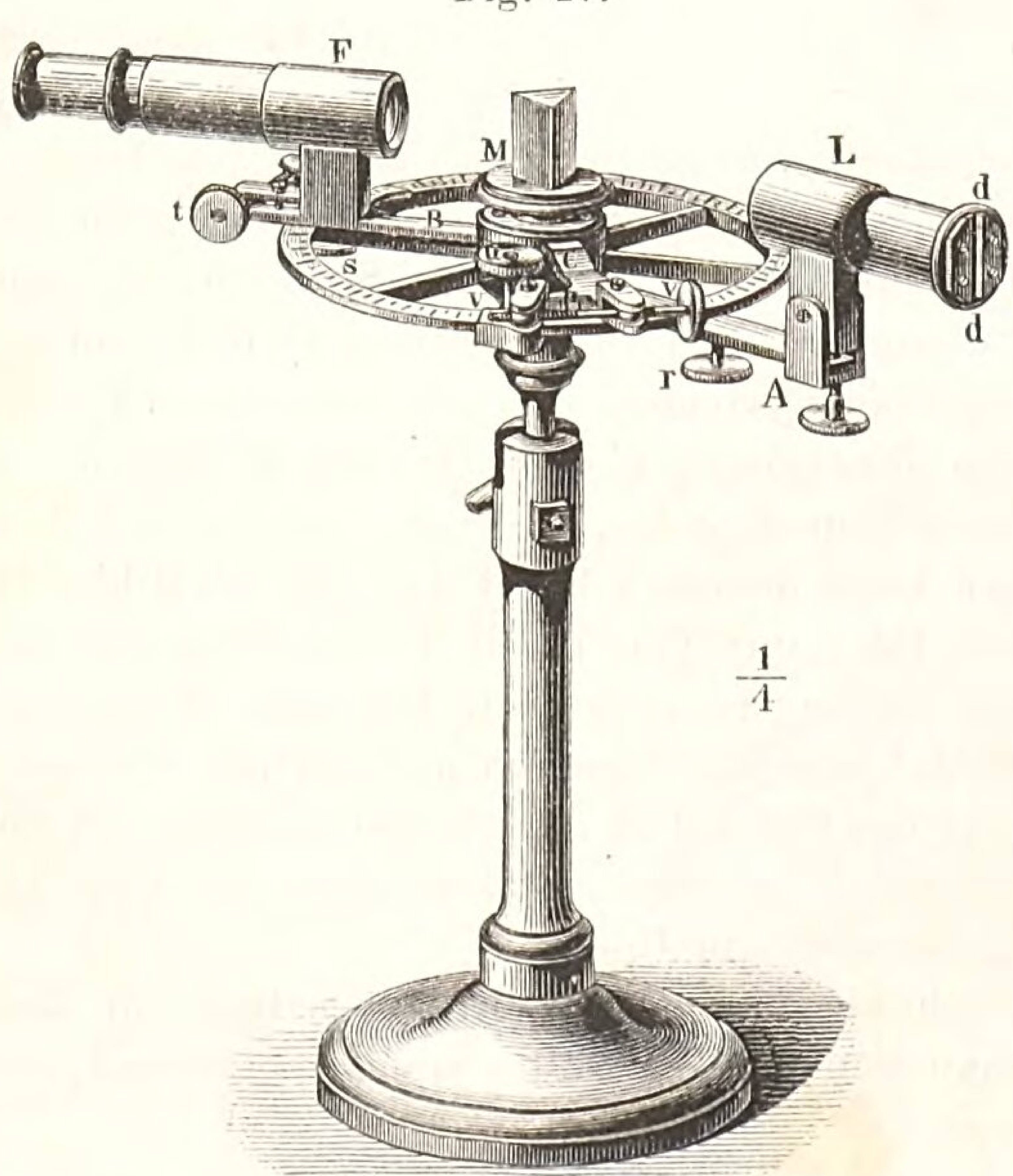
Es wurde oben angenommen, dass sich der leuchtende Punkt in der Halbirungslinie des Winkels befinde. Wir überlassen es dem Leser, die geringen Modificationen durch Construction abzuleiten, welche bei seitlicher Lage des Punktes sich ergeben.

Auf demselben Principe beruht die Einrichtung des allbekannten von Brewster erfundenen Kaleidoskops. Eine sehr zweckmässige Modification desselben ist das von Debus in Darmstadt erfundene und nach ihm genannte Debusskop.

Wie man sieht, vermehrt sich die Anzahl der Bilder, wenn der Winkel kleiner wird; ihre Anzahl wird unendlich gross, wenn der Winkel der Spiegel Null ist, d. h. wenn die Spiegel einander parallel sind.

8 **Das Reflexionsgoniometer.** Wollaston wandte die Spiegelbilder der Krystallflächen zuerst an, um den Winkel zu messen, welchen je zwei Flächen eines Krystalles mit einander machen. Das Wollaston'sche Reflexionsgoniometer, dessen getheilter Kreis in einer Verticalebene liegt, findet man fast in allen Lehrbüchern der Mineralogie und der Krystallographie ausführlich beschrieben, wir können deshalb um so mehr von einer Besprechung desselben Umgang nehmen, als es lediglich zur Messung von Krystallwinkeln gebraucht werden kann; wir wollen dagegen das Babinet'sche Goniometer, welches auf denselben Principien beruht, näher betrachten, weil es ein zu manchen anderen optischen Untersuchungen sehr brauchbarer Apparat ist.

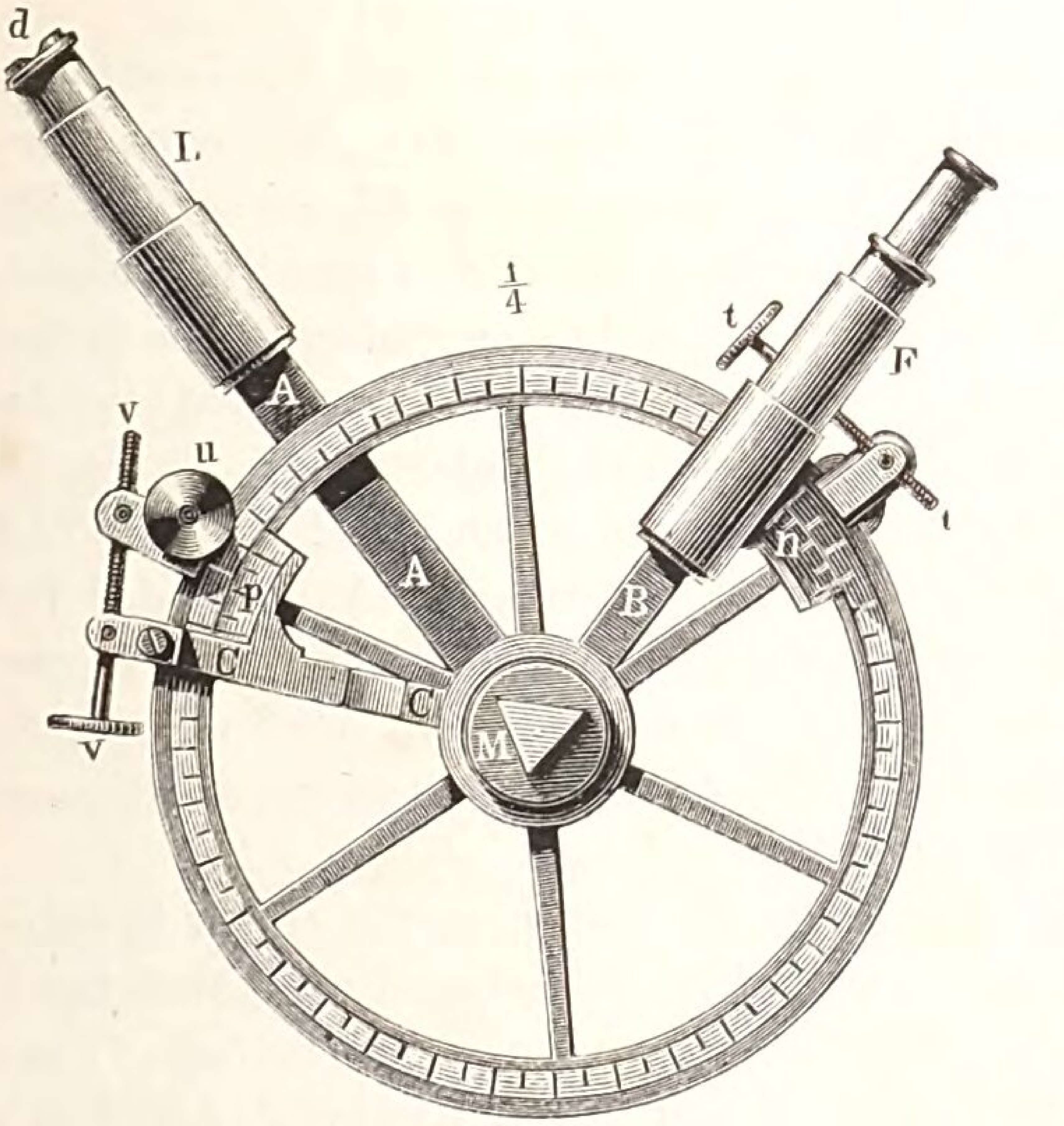
Fig. 27.



Babinet's Gonio-

meter, von welchem Fig. 27 eine perspectivische Ansicht und Fig. 28 der Grundriss ist, besteht aus einem horizontalen getheilten Kreis, um dessen verticale Axe folgende Stücke in einer aus Fig. 29 zu ersehenden Weise drehbar sind.

Fig. 28.

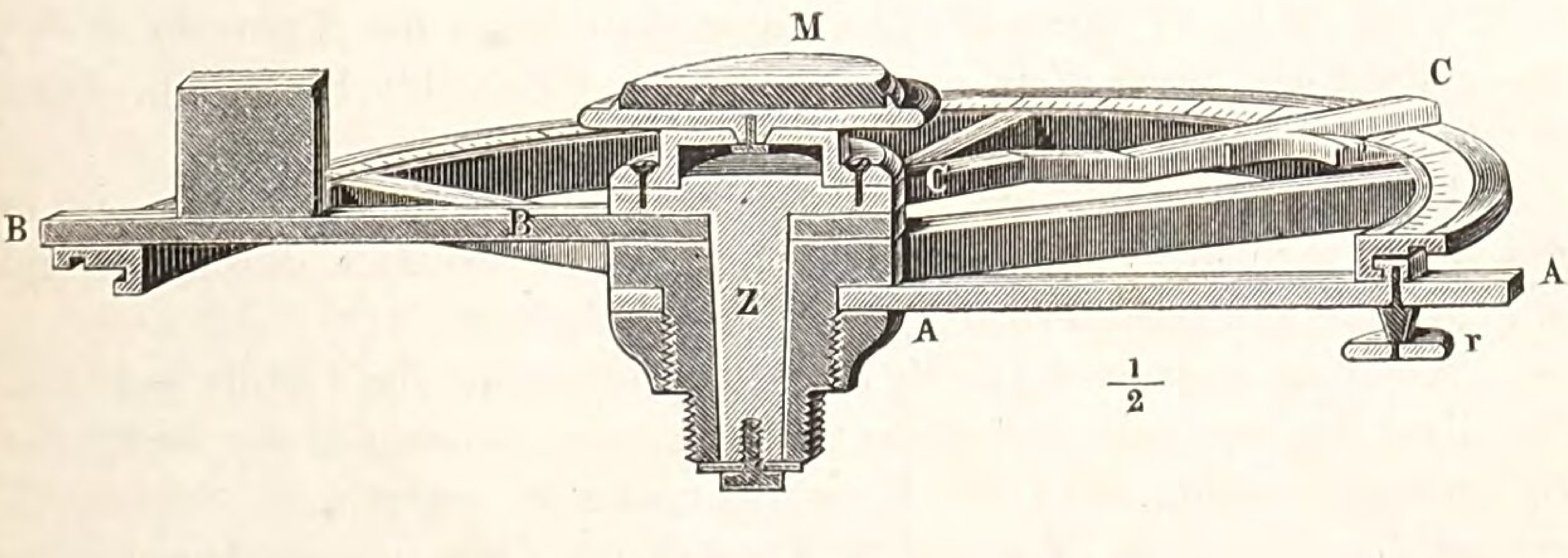


1. Eine Messingschiene A. Sie bewegt sich dicht unterhalb des getheilten Kreises und kann mit Hülfe der Schraube r an denselben festgeklemmt werden. Das äussere Ende der Schiene A, welches in Fig. 29 fehlt, trägt das Rohr L, dessen Einrichtung weiter unten beschrieben werden soll.

2. Die Messingschiene B, welche sich unmittelbar über dem getheilten Kreise hin bewegt und welche durch die Klemmschraube s (in Fig. 27 und Fig. 28 nur theilweise sichtbar und in Fig. 29 ganz weggelassen) festgestellt und durch die Mikrometerschraube t fein verschoben werden kann. Mit dieser Schiene B, welche das Fernrohr F trägt, ist auch der Nonius n verbunden.

3. Die Schiene C, welche mit dem Zapfen Z ein Stück bildet. Mit der Schiene C, welche mittelst der Klemmschraube u, Fig. 27 und 28,

Fig. 29.



festgestellt und vermittelst der Mikrometerschraube v fein verschoben werden kann, ist der Nonius p verbunden.

Mit der Schiene C wird nun auch das Tischlein M um die verticale Axe des getheilten Kreises gedreht. Endlich kann aber noch

4. das Tischlein M für sich allein um die verticale Axe des Ap-

parates gedreht werden, nachdem die Schiene C mittelst der Klemmschraube u festgestellt worden ist.

Das Fernrohr F ist ein kleines astronomisches Fernrohr mit Fadenkreuz.

Das Rohr L ist ein Fernrohr, an welchem man die Ocularröhre entfernt und statt dessen eine Röhre eingeschoben hat, die nach Aussen durch eine mit einer feinen verticalen Spalte d, Fig. 27, versehene Platte geschlossen ist. Dieses Rohr wird deshalb auch Spaltrohr genannt.

Wenn sich die Spalte d im Brennpunkt der Objectivlinse befindet, welche das innere Ende des Rohres L verschliesst, so werden die durch die Spalte d einfallenden Strahlen die fragliche Objectivlinse als ein ihrer Axe paralleles Strahlenbündel verlassen, und wenn das Fernrohr F dem Rohre L diametral gegenübergestellt ist, so dass die Axen beider Rohre in eine gerade Linie zusammenfallen, so wird man durch das Fernrohr F bei richtiger Einstellung desselben ein scharfes Bild der Spalte d sehen.

Nach diesen Erörterungen ist die Anwendung unseres Instrumentes als Goniometer leicht verständlich.

Nachdem man die beiden Rohre L und F unter einem beliebigen gegenseitigen Winkel, etwa so wie es Fig. 28 zeigt, durch Anziehen der Klemmschrauben r und s festgestellt hat, wird auch die Schiene C in der Weise festgestellt, dass ihr Nonius p auf einen bestimmten Punkt der Theilung, etwa auf den Nullpunkt, einsteht. Alsdann wird der zu messende Krystall mit etwas Wachs auf das Tischlein M befestigt, dessen Platte aus einem Stücke Spiegelglas gemacht ist, und zwar so, dass die Kante der beiden Flächen, deren Winkel man messen will, genau vertical steht, also parallel ist mit der Spalte d des Rohres L und mit dem verticalen Faden des Fadenkreuzes im Fernrohr F.

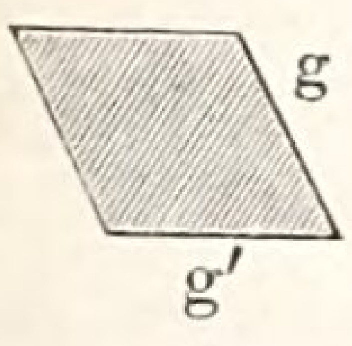
Wenn nun irgend welches Licht, sei es nun diffuses Tageslicht oder das Licht einer Kerzenflamme, welche man nahe vor der Spalte d aufgestellt hat, in das Rohr L einfällt, so kann man es durch Drehen des Tischleins M leicht dahin bringen, dass man durch das Fernrohr F das Spiegelbild der Spalte d in einer der beiden Krystallflächen sieht, deren Winkel man messen will.

Um das Spiegelbild der Spalte besser beobachten zu können, ist es gut, wenn man nicht ohnehin im dunkeln Zimmer arbeitet, durch passend angebrachte Schirme alles fremde Licht abzuhalten.

Nachdem man es mit Hülfe der Mikrometerschraube t dahin gebracht hat, dass der verticale Faden des Fadenkreuzes genau auf der Mitte des Spiegelbildes steht, wird die Klemmschraube u gelöst, die Schiene C sammt dem Tischlein M und dem Krystall um die verticale Axe des Instrumentes gedreht, bis das von der zweiten Krystallfläche erzeugte Spiegelbild der Spalte im Gesichtsfelde des Fernrohres erscheint. Darauf wird mit Hülfe der Mikrometerschraube v die Mitte des Spaltenbildes wieder genau auf das Fadenkreuz eingestellt und endlich der Nonius abgelesen.

Zur Erläuterung mag folgendes Beispiel dienen. Auf das Tischlein M war ein säulenförmiger Schwerspathkrystall aufgesetzt, dessen Querschnitt ungefähr die Gestalt Fig. 30 hatte. Während der Nonius p auf 0^0 stand, als das durch die Krystallfläche g erzeugte Spiegelbild des Spaltes auf das Fadenkreuz des Fernrohres F eingestellt erschien, musste man die Schiene C so weit drehen, dass der Nonius p auf $116^0 22'$ zu stehen kam, um das durch die Fläche g' erzeugte Bild der Spalte auf das Fadenkreuz eingestellt zu sehen.

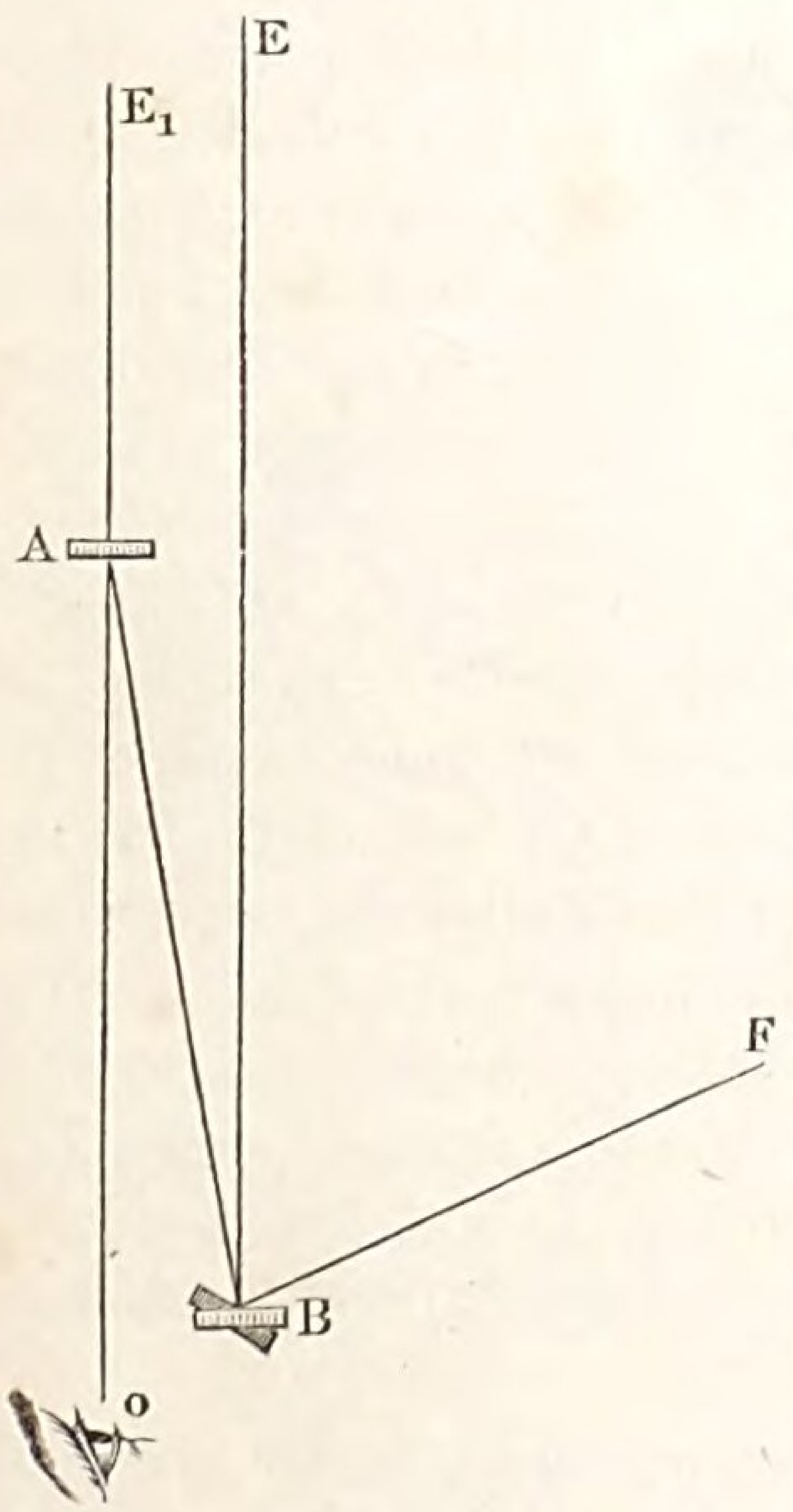
Fig. 30.



Der so gemessene Winkel ist aber offenbar der Nebenwinkel desjenigen, welchen die beiden Flächen g und g' mit einander machen. In unserem Falle ist also dieser Winkel $180^0 - 116^0 22' = 63^0 38'$.

Der Spiegelsextant, ein von Newton, möglicherweise von Hooke 9
erdachtes und 1731 von Hadley ausgeführtes Winkelmessinstrument, ist eine sinnreiche Anwendung der Spiegelungsgesetze; das Princip, auf welchem seine Einrichtung beruht, ist folgendes: Es sei A, Fig. 31, ein kleiner Spiegel, an dessen oberer Hälfte die Belegung abgenommen ist, so dass ein in O befindliches Auge durch den freien Theil der Glasplatte hindurchsehen kann; in B befinde sich nun ein zweiter Spiegel, der um eine Axe drehbar ist, welche rechtwinklig auf der Ebene der Figur steht. Hat der Spiegel B eine solche Lage, dass seine Ebene parallel mit der von A ist, so wird ein von einem fernen Gegenstande herkommender Strahl EB, welcher neben dem Spiegel A vorbeigeht, durch den Spiegel B nach A und dann vom Spiegel A nach O reflectirt, man wird also in dem belegten Theil von A das Spiegelbild des entfernten Gegenstandes erblicken, während das Auge in O gleichzeitig durch die unbelegte Hälfte des Spiegels A in der Richtung OE_1 den ferneren Gegenstand direct sieht. Wir wollen diese Stellung des Spiegels B die Anfangsstellung nennen.

Fig. 31.



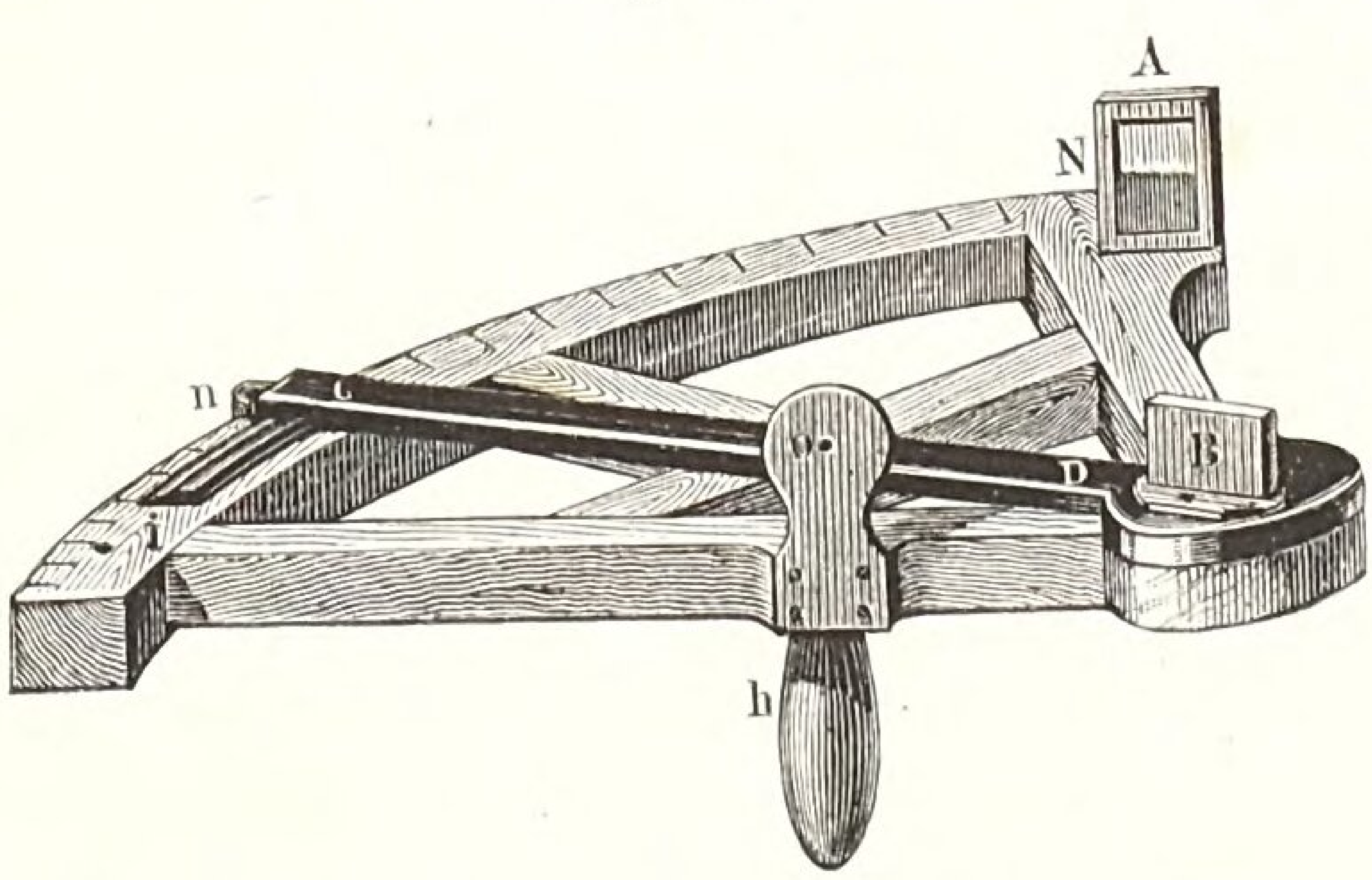
Wenn aber nun der Spiegel B um seine Axe gedreht wird, wenn er etwa in die durch stärkere Schraffirung angedeutete Lage gebracht ist, so kann der Strahl EB nicht mehr nach A reflectirt werden, man wird also in dem unteren Theile des Spiegels A nicht mehr das Bild desselben Gegenstandes sehen, den man durch die obere Hälfte erblickt, sondern das Bild eines anderen Gegenstandes, von welchem der Strahl FB herkommt.

Des kürzeren Ausdruckes wegen wollen wir den Gegenstand, von welchem der Strahl EB herkommt, mit L, den Gegenstand, von welchem der Strahl FB herkommt, mit R bezeichnen.

Die Winkelmessung mit dem Sextanten beruht nun auf dem in §. 5 abgeleiteten Satze, dass der Winkel, um welchen man den Spiegel B aus seiner Anfangsstellung drehen muss, um im unteren Theile des Spiegels A das Bild des Gegenstandes R zu sehen, während man durch seine obere Hälfte immer noch L erblickt, halb so gross ist als der Winkel EBF, welchen die nach L und R gerichteten Visirlinien BE und BF mit einander machen.

In Fig. 32 ist ein Spiegelsextant abgebildet, und zwar ein Sextant von der einfachsten Einrichtung. A ist der feste oben durchsichtige Spiegel. Der Spiegel B, den unsere Figur von der Rückseite zeigt, ist um den Mittelpunkt des getheilten Kreisbogens MN drehbar. Dem Spiegel A gegenüber ist an das Gestell eine Messingplatte angeschraubt, in welcher sich ein kleines Loch o befindet, an welches man das Auge hält, um nach dem Spiegel A zu sehen. Der Spiegel B ist auf einer um ihren Mittelpunkt drehbaren

Fig. 32.



Scheibe befestigt, von welcher wie ein Radius die Schiene DC ausgeht; wenn also der Spiegel B um seine Axe gedreht wird, so durchläuft das Ende C dieser Schiene die Theilung des Kreises; um genauer ablesen zu können, ist bei C an der Schiene CD ein Nonius Ci befestigt. Die Theilung ist so eingerichtet, dass der Nonius auf den Nullpunkt der Theilung zeigt, wenn die beiden Spiegel parallel sind. Jeder halbe Grad der Theilung ist für einen ganzen gezählt, d. h. die Theilstriche, die von dem Nullpunkte der Theilung um 10, 20, 30 u. s. w. Grade abstehen, sind mit 20, 40, 60 bezeichnet, weil man ja doch den Winkel, um welchen der Spiegel B gedreht wird, mit 2 multipliciren muss, um den Winkel der entsprechenden Visirlinien zu erhalten.

Gewöhnlich ist der getheilte Kreisbogen nur etwas mehr als $^1/_6$ des Kreisumfanges, daher der Name Sextant. Der hohe Werth dieses Instrumentes besteht darin, dass die Winkelmessung durch geringe Schwankungen des Instrumentes nicht beeinträchtigt wird. Die Schwankungen dürfen nur nicht so gross sein, dass es unmöglich wird, beide Bilder einige Zeit innerhalb des Gesichtsfeldes zu erhalten. Man kann deshalb auch auf schwankendem Schiffe und aus freier Hand (Fig. 34) beobachten. Hierdurch wird der Sextant zu einem un-

entbehrlichen Instrumente für Reisende zu Schiffe und in Ländern, wo der Transport eines festen Statives beschwerlich ist. Beim Gebrauche fasst man dasselbe um den Handgriff *h* in die Hand und hält das Instrument dann so vor das Auge, dass man durch die Oeffnung *o* und den oberen Theil des Spiegels *A* denjenigen der beiden einzuvisirenden Gegenstände sieht, welcher links (oder unten) liegt, und dreht dann die Schiene *CD*, bis in dem unteren Theile des Spiegels *A* das Bild des rechts (oder oben) gelegenen Gegenstandes *R* gerade unter (neben) dem Bilde von *L* erscheint. Ist dies erreicht, so stellt man den drehbaren Radius mit Hülfe einer Schraube bei *n* fest und liest dann den Nonius ab.

An Spiegelsextanten, welche zu genaueren Messungen dienen sollen, ist statt der kleinen Oeffnung *o* ein nach dem Spiegel *A* gerichtetes Fernrohr angebracht. Wenn man durch ein Fernrohr beobachtet, so sieht man nicht mehr, wie bei der Beobachtung mit blossem Auge, den Spiegel *A* in zwei Felder getheilt, d. h. man unterscheidet durch das Fernrohr sehend nicht mehr den belegten und den unbelegten Theil des Spiegels *A*, sondern die beiden Bilder fallen ganz über einander.

Fig. 33 stellt einen solchen vollständiger ausgestatteten Spiegelsextanten dar. Die Figur ist nach den bisherigen Erklärungen wohl leicht zu

Fig. 33.

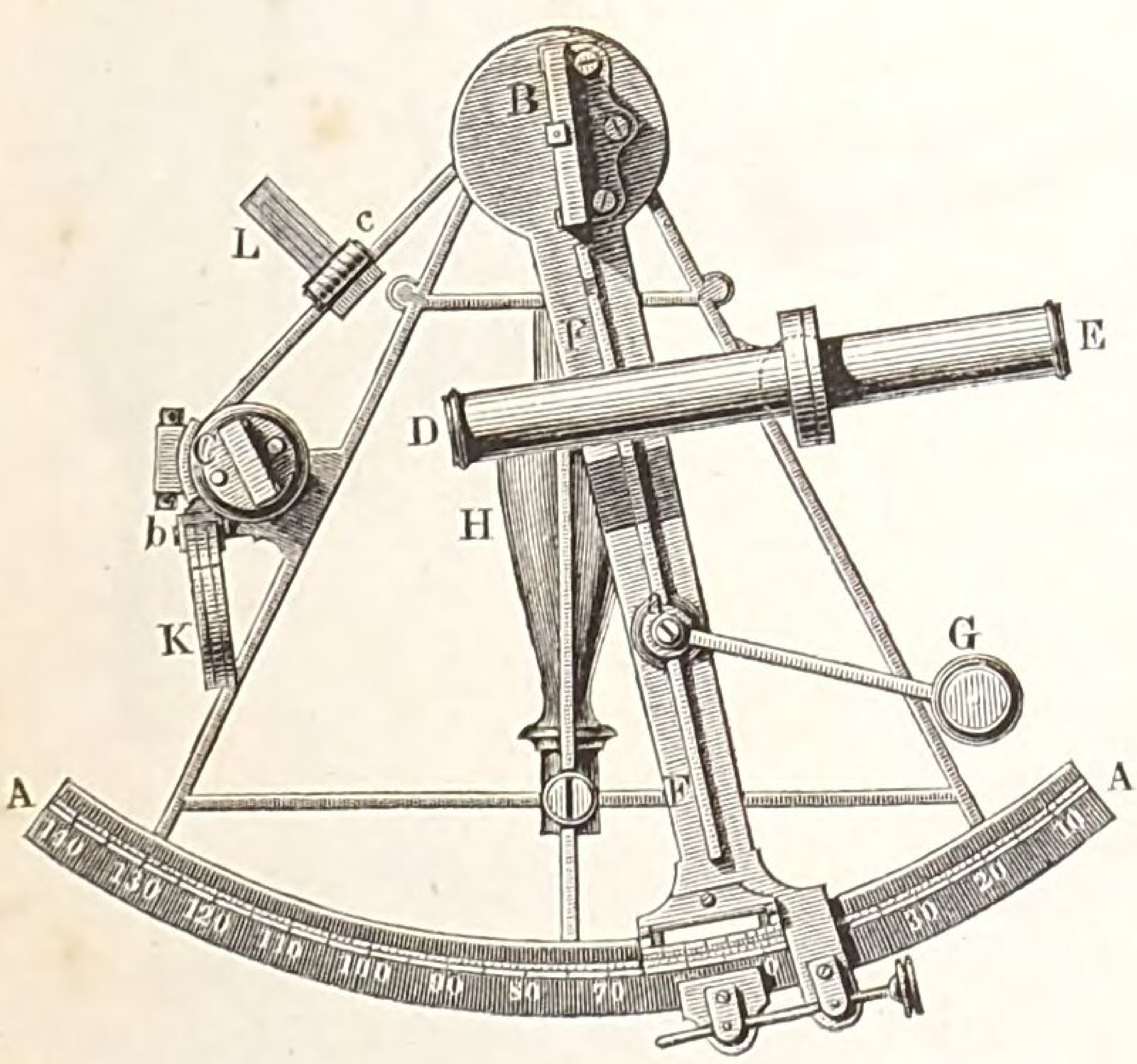


Fig. 34.



verstehen. *C* ist der feste, *B* der drehbare Spiegel; *ED* ist das eben besprochene Fernrohr. *H* ist der Handgriff, welcher hier parallel mit der Ebene des Instrumentes angebracht ist. *G* ist eine Loupe, welche man über den Nonius stellt, um besser ablesen zu können.

Bei *L* und bei *K* sind dunkelfarbige Gläser, sogenannte Blendgläser, angebracht, welche man in den Weg der einfallenden Strahlen bringt, wenn man Sonnenhöhen messen will, weil das Sonnenlicht viel zu hell ist, als dass man ohne ein solches Hülfsmittel auf die Sonne visiren könnte.

Die Ebene des getheilten Kreises muss immer in die Ebene der Visirlinien fallen, deren Winkel man messen will. Um z. B. die Höhe eines Gestirnes über dem Horizonte zu messen, muss die Ebene des Kreises vertical gehalten werden, wie dies Fig. 34 (a. v. S.) erläutert.

Bei dem Reflexionskreis von Pistor und Martins, Fig. 35, ist der feste Spiegel des Sextanten durch ein feststehendes Glasprisma *e* ersetzt, auf dessen Rückwand die von dem drehbaren Spiegel *cd* reflectirten Strahlen eine totale Reflexion erfahren. — Die obere Endfläche des Prismas ist ungefähr in gleicher Höhe mit der Mitte des Fernrohrobjectivs, so dass durch die obere Hälfte des Objectivs von irgend einem entfernten Gegenstande *L* Strahlen direct in das Fernrohr gelangen, während die durch die untere Hälfte des Objectivs in das Fernrohr eintretenden, vom drehbaren Spiegel *cd* nach dem Prisma *e* reflectirten Strahlen das Bild irgend eines anderen Gegenstandes *R* zeigen.

Fig. 36.

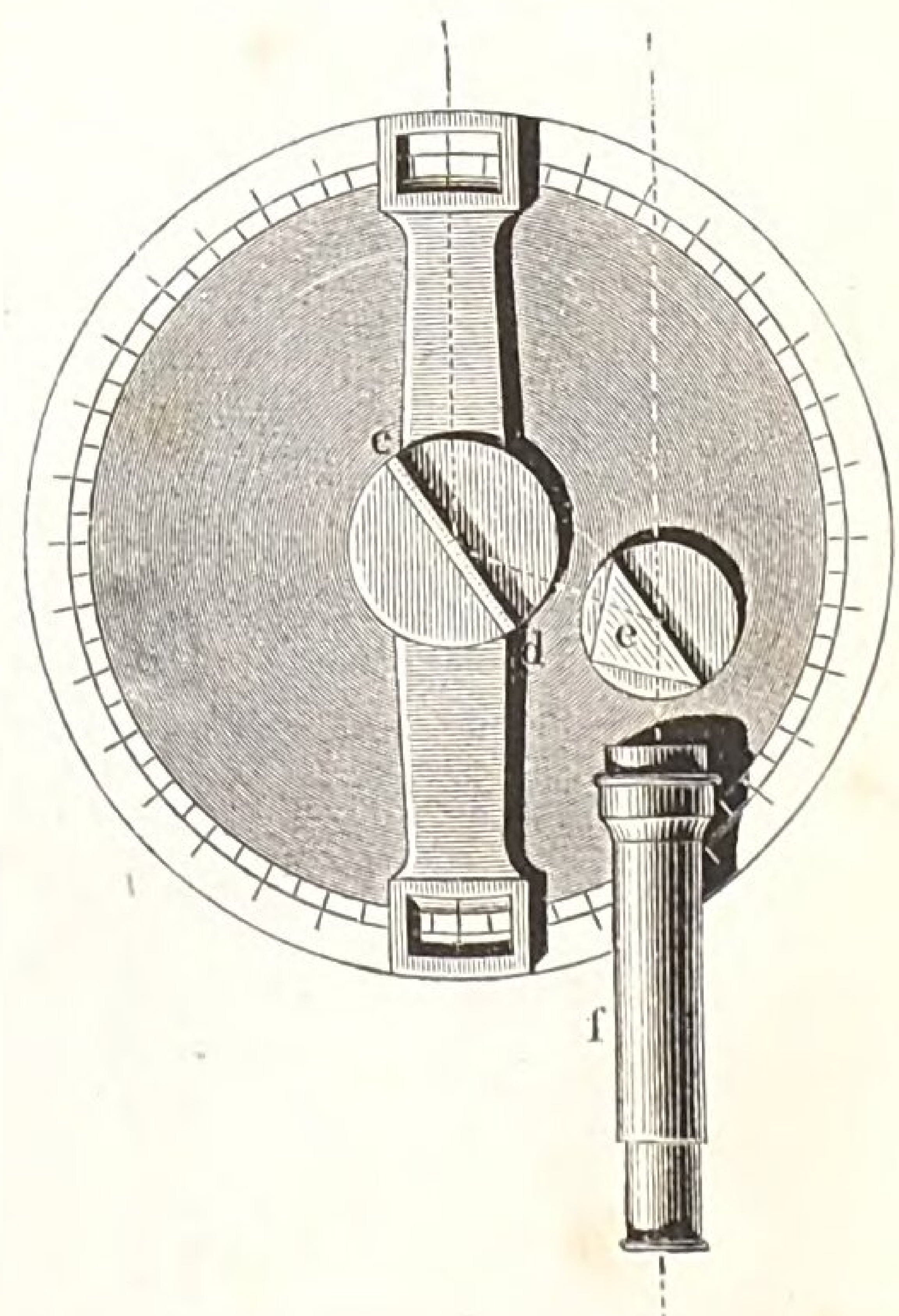


Fig. 35.

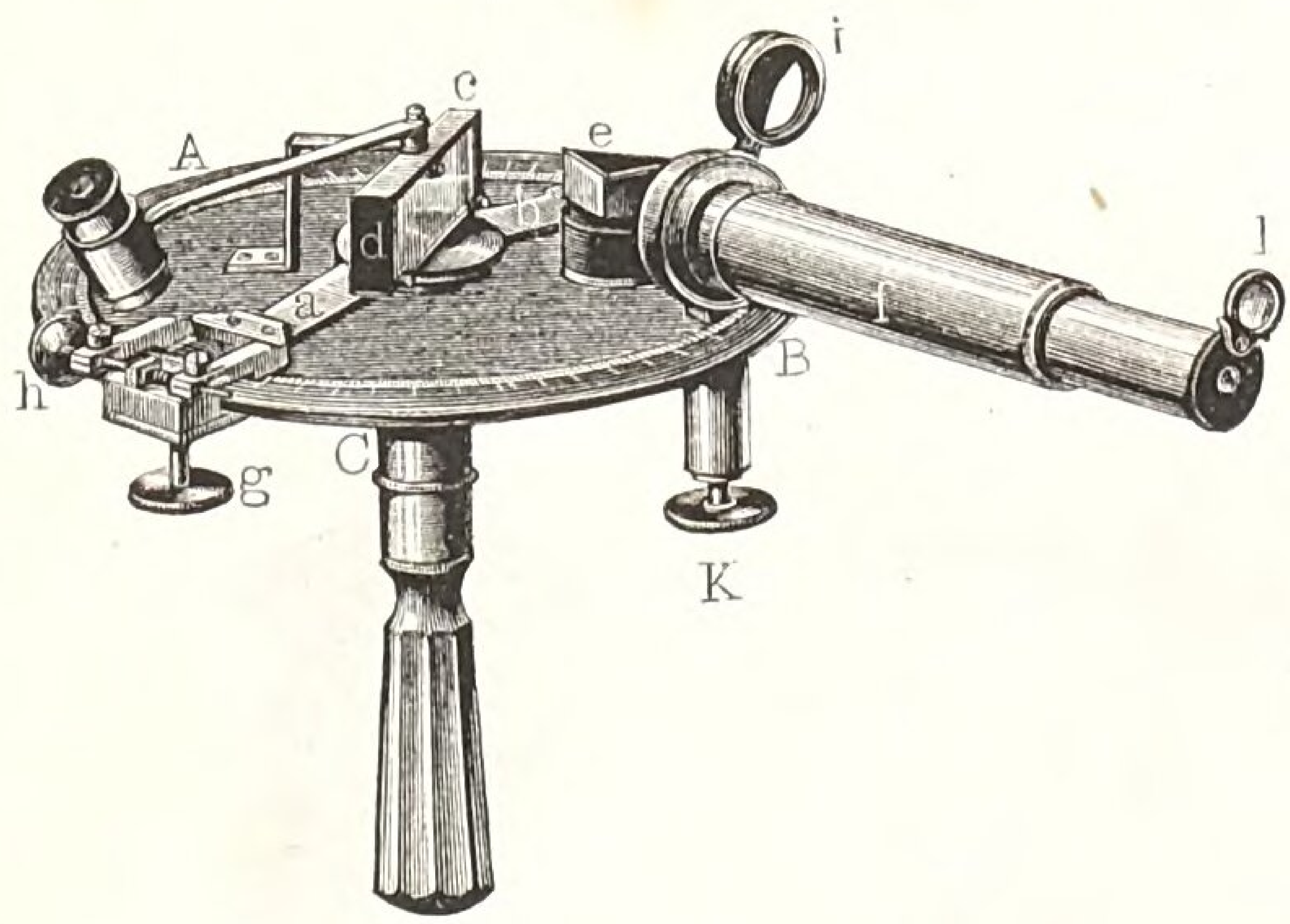


Fig. 36 erläutert die Construction des Apparates. Sie stellt die drehbare Schiene, auf welcher der Spiegel *cd* befestigt ist, in derjenigen Stellung dar, für welche der Spiegel parallel ist mit der Rückwand des Prismas *e*, für welche also die Nonien auf den Nullpunkt der Scala zeigen und das durch das Fernrohr direct gesehene Bild eines entfernten Gegenstandes *L* mit dem durch den Spiegel *cd* und das Prisma *e* reflectirten zusammenfällt.

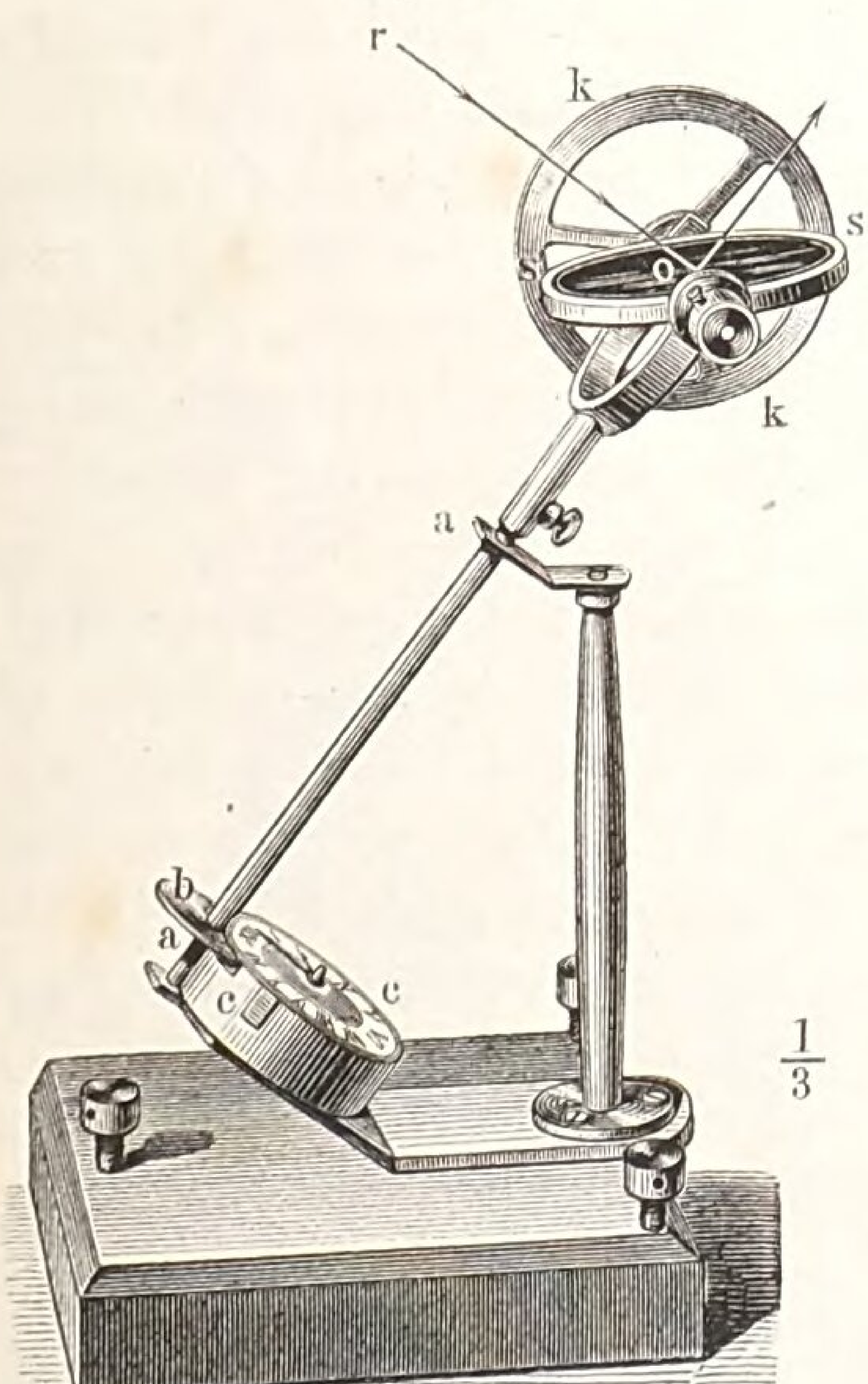
Aus der vorhin mitgetheilten Theorie des Instrumentes folgt, dass bei Messung der Gesichtswinkel von Punkten, die nicht unendlich weit abstehend angenommen werden dürfen, eine Correction nöthig wird. Hierüber, sowie über die praktischen Anwendungen des Sextanten findet man Aufschluss in geodätischen Werken.

Der Heliostat. Bei vielen optischen Versuchen muss man durch 10
eine kleine Oeffnung im Laden eines dunkeln Zimmers ein Bündel Sonnenstrahlen einfallen lassen. Damit die einfallenden Strahlen eine passende Richtung haben, lässt man sie aber nicht direct eintreten, sondern man bringt vor dem Laden einen ebenen Spiegel an, welcher die Sonnenstrahlen in passender Richtung durch die kleine Oeffnung in das Zimmer reflectirt. Nun aber ändert sich der Stand der Sonne fortwährend, und eine Folge davon ist, dass auch die Richtung der ins Zimmer reflectirten Strahlen sich ändert, wenn der Spiegel fest stehen bleibt.

Will man die Richtung der in das Zimmer reflectirten Strahlen unverändert erhalten, so muss also der Spiegel in einer der Bewegung der Sonne entsprechenden Weise gedreht werden, und jede Vorrichtung, durch welche dies ausgeführt wird, wird ein Heliostat genannt.

Bei den einfachen Heliostaten, wie sie in der Regel an Sonnenmikroskopen angebracht werden, geschieht die Drehung des Spiegels durch die Hand. Zunächst kann der Winkel geändert werden, welchen der Spiegel mit der Ebene des Fensterladens macht; dann aber ist der Spiegel noch um eine zur Ebene des Fensterladens rechtwinklige Axe drehbar. Diese beiden Drehungen werden vermittelst zweier an der inneren Seite des Ladens angebrachter Schraubenköpfe ausgeführt, und man ist dadurch im Stande, den Spiegel stets so zu stellen, dass die von ihm reflectirten Sonnenstrahlen in horizontaler Richtung rechtwinklig zur Ebene des Fensterladens eintreten.

Fig. 37.



Den Spiegel beständig durch Drehen mit der Hand in richtiger Stellung zu erhalten, ist nicht allein lästig, sondern bei vielen Versuchen auch sehr störend; man hat deshalb Heliostate construirt, bei welchen die Drehung des Spiegels durch ein Uhrwerk besorgt wird.

Einer der übersichtlichsten hierher gehörigen Apparate ist der von Meyerstein construirte Heliostat, welcher in Fig. 37 ungefähr in $1/3$ der natürlichen Grösse abgebildet ist. Das Instrument wird so aufgestellt, dass die Axe *aa* der Weltaxe parallel steht.

Nahe am unteren Ende ist an der Axe *aa* ein gezahntes Rad befestigt, welches durch das Uhrwerk *cc* in 24 Stunden einmal um seine Axe umgedreht wird, so dass also die Axe *aa* in jeder Stunde eine Drehung von 15^0 erleidet.

Eine auf das obere Ende der Axe *aa* aufgeschobene und mittelst einer Stellschraube fest zu klemmende Messinghülse endet oben mit einer halbkreisförmigen Gabel, zwischen deren Enden der ebene Spiegel *s's* so angebracht ist, dass er um eine rechtwinklig zu *aa* stehende Axe gedreht, und in jeder beliebigen Neigung gegen *aa* festgestellt werden kann.

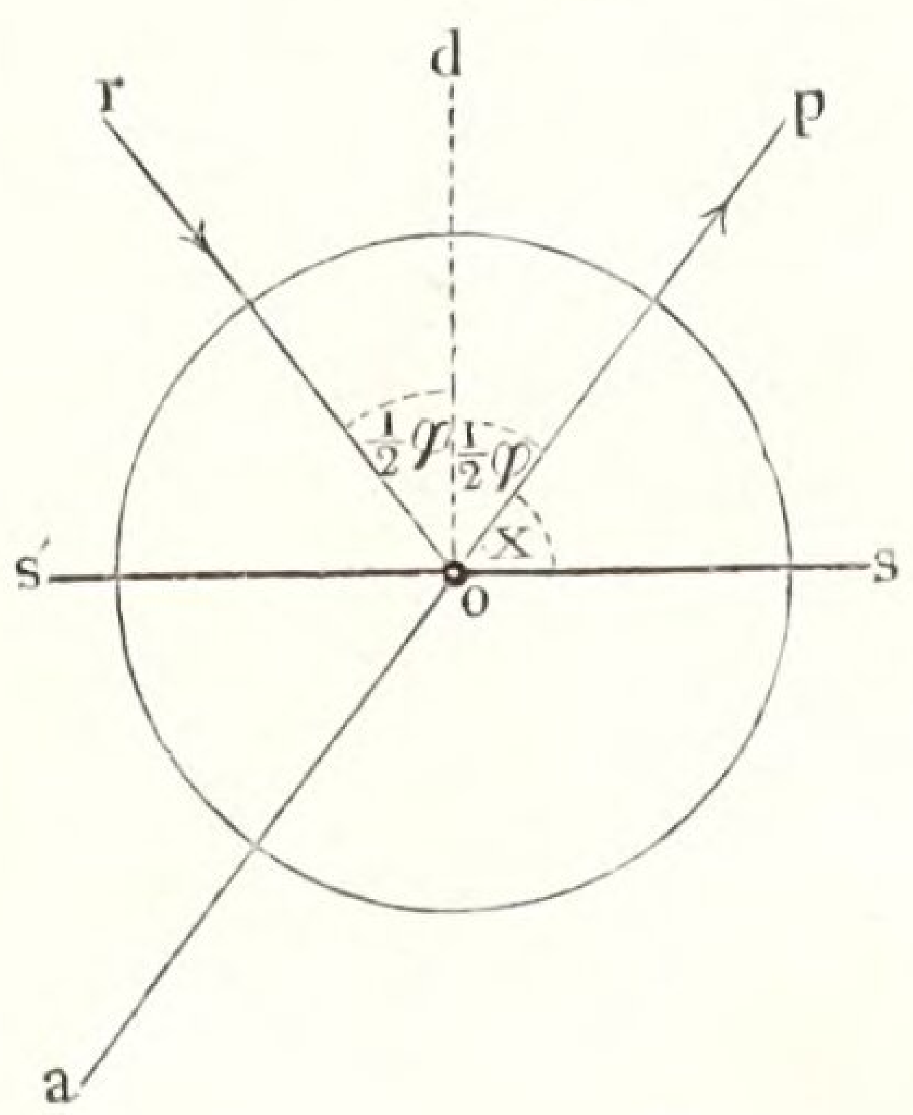
Der Spiegel *s's* wird nun so gestellt, dass der einfallende Strahl *ro* nach *op*, der Verlängerung der Axe *aa*, reflectirt wird, dass also der reflectirte Strahl, in die Richtung der Weltaxe fallend, gegen den Nordpol des Himmels gerichtet ist.

Wird nun bei unveränderter Neigung des Spiegels *s's* gegen die Weltaxe die derselben parallele Axe *aa* durch das Uhrwerk mit derselben Winkelgeschwindigkeit gedreht, mit welcher die Sonne sich um die Weltaxe bewegt, so ist leicht zu übersehen, dass der reflectirte Strahl stets mit *op*, der Richtung der Weltaxe, zusammenfallen muss.

Wie gross die Neigung der Spiegelebene gegen die Weltaxe sein müsse, ergibt sich aus folgender Betrachtung:

Es sei *ap*, Fig. 38, die Richtung der Weltaxe, *o* der Mittelpunkt des Spiegels, *ro* der einfallende Strahl. Die Poldistanz der Sonne, also den Winkel *rop* wollen wir mit φ bezeichnen. Soll nun der Strahl *ro* nach *op* reflectirt werden, so muss das Einfallsloth *od* den Winkel *rop* halbiren, der Winkel *dop* muss $^1/_2\ \varphi$ sein. Da ferner die Spiegelebene *s's* rechtwinklig auf *od* stehen, der Winkel *dos* also 90^0 sein muss, so ergiebt sich für den Winkel x, welchen die Spiegelebene *os* mit der Weltaxe *op* macht, der Werth

Fig. 38.



$$x = 90^0 - {}^1/_2\ \varphi.$$

Wäre z. B. für einen bestimmten Tag die nördliche Declination der Sonne gleich 20^0, so wäre $\varphi = 90^0 - 20^0 = 70^0$, also $x = 55^0$. An einem Tage, an welchem die Sonne 20^0 südlich vom Aequator steht, ist $\varphi = 110^0$, an diesem Tage ist also der Spiegel so zu stellen, dass $x = 35^0$.

Zur richtigen Einstellung des Spiegels dient der getheilte Kreis *kk*, Fig. 37, über welchem sich parallel mit der Spiegelebene ein Zeiger bewegt, der auf Null steht, wenn die Spiegelebene mit der Weltaxe zusammenfällt, wenn also der Winkel *pos* gleich Null ist.

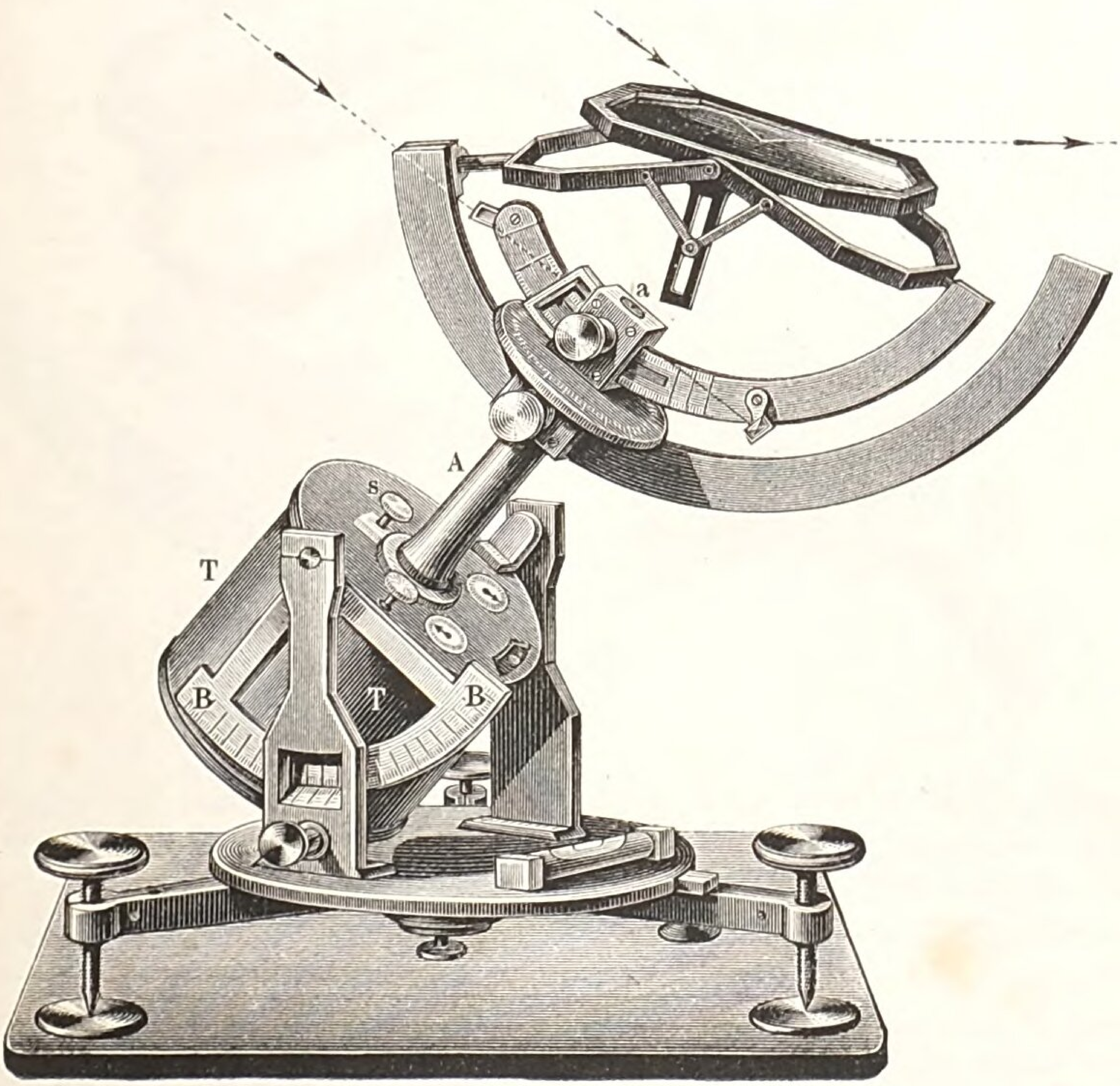
Bei richtiger Einstellung liefert also dieses Instrument einen reflectirten Strahl, welcher, während die Sonne ihre tägliche Bewegung fortsetzt, doch unverändert die Richtung der Weltaxe beibehält. Diese Richtung des reflectirten Strahles ist aber für die meisten Versuche höchst unbequem, und es bedarf eines zweiten Spiegels, um den in der Richtung der Weltaxe aufwärts sich fortpflanzenden Strahl in horizontaler Richtung ins verfinsterte Zimmer zu reflectiren.

Einmal richtig eingestellt, behält dieser zweite Spiegel seine Stellung unverändert bei. Beide Spiegel sollten, wenigstens zu genaueren Versuchen, Metallspiegel sein.

Der oben beschriebene Meyerstein'sche Heliostat ist eigentlich nur eine vereinfachte Form des Fahrenheit'schen, dessen sich auch Fraunhofer bediente. Beim Fahrenheit'schen Heliostat sind beide Spiegel auf demselben Stativ angebracht, während bei der Meyerstein'schen Vorrichtung der zweite Spiegel ein von dem eigentlichen Heliostat, Fig. 37, ganz getrenntes Stück bildet.

Da bei jeder Reflexion Licht verloren geht, so war man schon frühe bemüht, Uhrheliostate mit einem Spiegel zu construiren. Der erste derartige Apparat rührt von S'Gravesande her. Später haben Gambey, Silbermann u. A. einspiegelige Uhrwerk-Heliostate construirt.

Fig. 39.

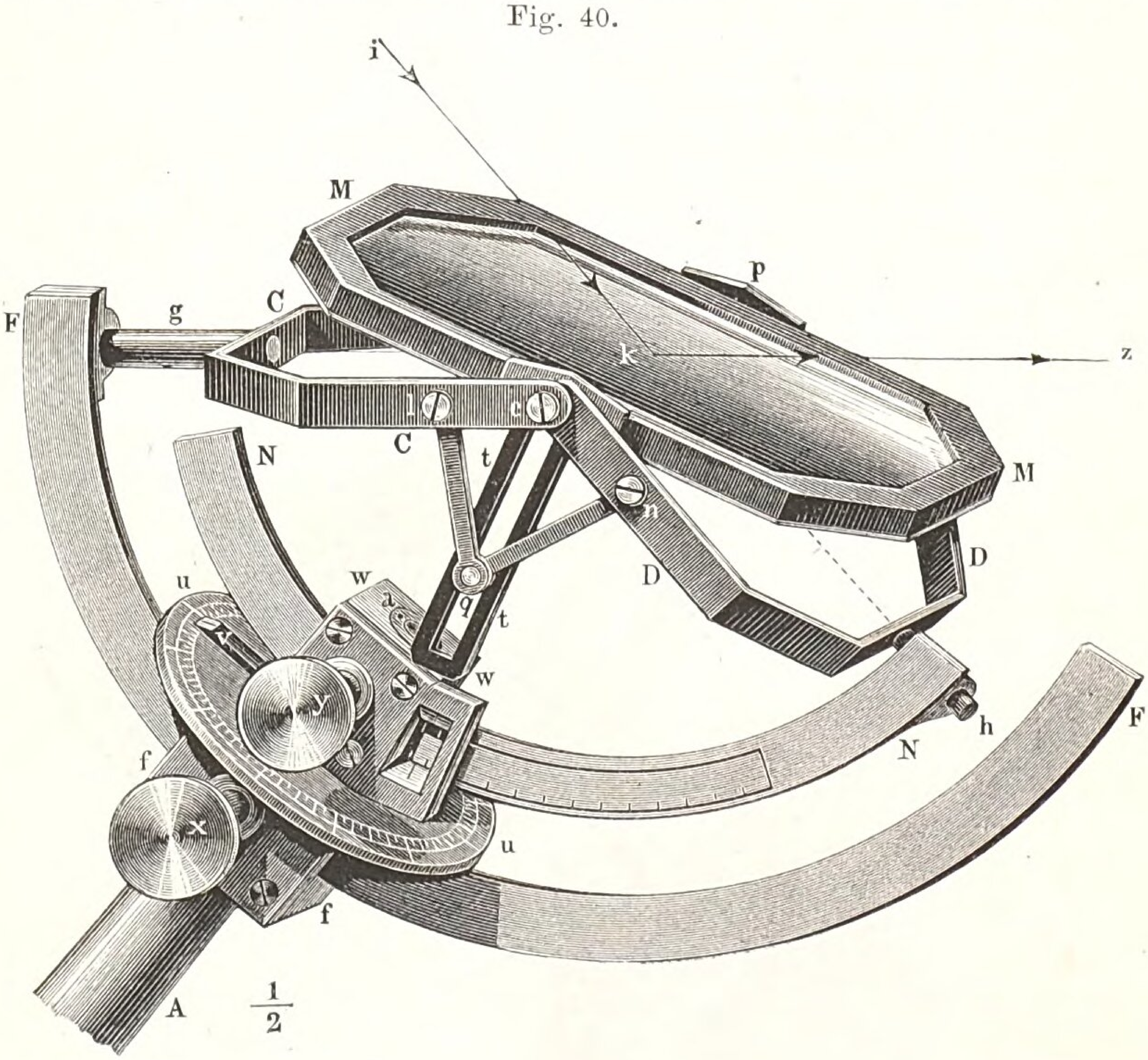


Silbermann's Heliostat ist in Fig. 39 in $^1/_4$, der obere Theil desselben ist in Fig. 40 (a. f. S.) und ein Durchschnitt der Säule *A* ist in Fig. 41 (a. S. 41) in $^1/_2$ der natürlichen Grösse dargestellt.

Wenn das Instrument richtig aufgestellt ist, so fällt die Axe der Säule *A* mit der Richtung der Weltaxe zusammen. Diese Säule *A* be-

steht aber aus drei concentrischen in einander steckenden Theilen, von denen der mittlere x, Fig. 41, eine auf der oberen Fläche der Trommel T befestigte Hülse ist, welche vollkommen feststehend in keinerlei Weise gedreht werden kann. Auf dem oberen Ende dieser Hülse ist die in der Mitte durchbohrte kreisförmige Scheibe uu befestigt, welche die Stelle eines Uhrzifferblattes vertritt. Der ganze Umfang ist in 24 Stunden,

Fig. 40.



jede Stunde ist wieder in 12 gleiche Theile getheilt, so dass der Zwischenraum zwischen je zwei auf einander folgenden Theilstrichen einem Zeitintervall von 5 Minuten entspricht.

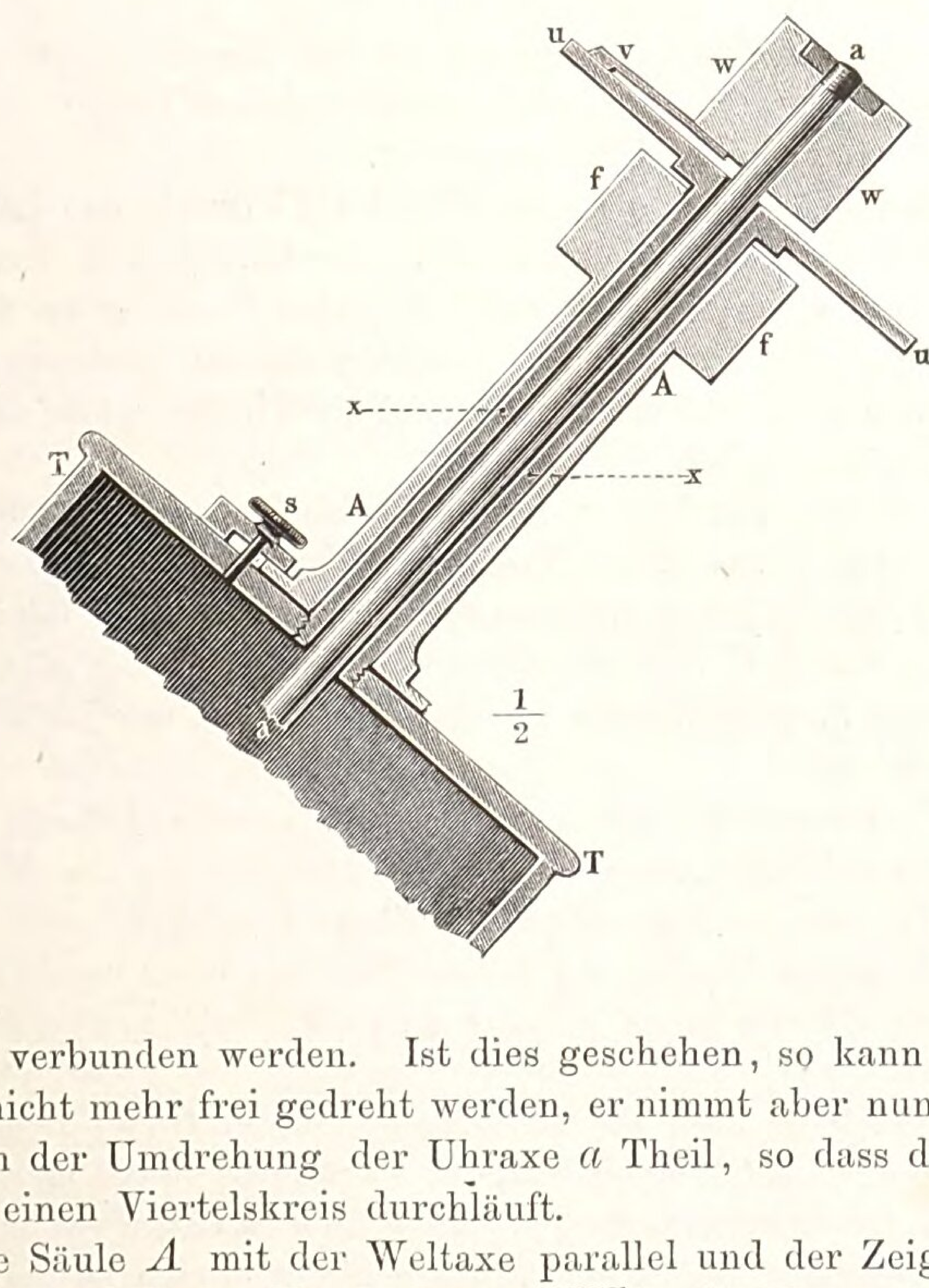
Die durch die Axe der Säule A gelegte Verticalebene schneidet das Zifferblatt in den beiden Theilstrichen, welche, dem Mittag und der Mitternacht entsprechend, mit 12 bezeichnet sind.

Auf dieser festen, oben mit dem Zifferblatt endigenden Hülse x steckt eine zweite, um die erstere frei drehbare Hülse, welche den äusseren Umfang der Säule A bildet und welche durch eine Klemmschraube s festgestellt werden kann. Oben endigt diese drehbare Hülse mit einem würfelförmigen Ansatz ff, in welchem der messingene Bogen FF, Fig. 40, verschiebbar ist und in jeder beliebigen Stellung durch die Klemmschraube x festgestellt werden kann.

Den innersten Theil der Säule *A* bildet eine Metallaxe *a*, welche durch das in der Trommel *T* befindliche Uhrwerk in 24 Stunden einmal umgedreht wird. Auf dem oberen Ende dieser Axe ist ein würfelförmiger Körper *w* aufgesteckt, welcher frei um diese Axe drehbar ist und in welchem der Messingbogen *NN*, Fig. 40, verschoben und in beliebiger Stellung durch die Klemmschraube *y* fixirt werden kann. An diesem Würfel *w* ist ein Zeiger *v* befestigt, welcher sich über die Stundentheilung der festen Scheibe *u* hinwegbewegt, wenn *w* um seine Axe gedreht wird.

Durch eine auf der Hinterseite des Würfels *w* gelegene, in unserer Figur also nicht sichtbare Klemmschraube kann der Würfel *w* fest mit

Fig. 41.



seiner Axe verbunden werden. Ist dies geschehen, so kann der Würfel *w* freilich nicht mehr frei gedreht werden, er nimmt aber nun sammt dem Zeiger *v* an der Umdrehung der Uhraxe *a* Theil, so dass der Zeiger in 6 Stunden einen Viertelskreis durchläuft.

Ist die Säule *A* mit der Weltaxe parallel und der Zeiger *v* auf 12 Uhr gestellt, so fällt der Messingbogen *NN* in die Ebene des Meridians. Hat man den Würfel *w* in dieser Stellung gerade in dem Moment eingestellt, in welchem die Sonne culminirt, und ihn sogleich an seine Axe angeklemmt, so wird, von dem Uhrwerk gedreht, der Zeiger *v* nach 1, 2, 3 u. s. w. Stunden auf 1, 2, 3 u. s. w. Uhr zeigen, und gleichzeitig wird auch der Bogen *NN* so um die Weltaxe gedreht, dass seine Ebene stets mit dem Stundenkreise der Sonne zusammenfällt.

Wenden wir uns nun zur Betrachtung des Spiegels und seiner Bewegung.

Die Mitte des Spiegels MM, Fig. 40, liegt in der Verlängerung der Säule A. Auf der einen Seite des Spiegelrahmens ist eine geschlitzte Schiene t befestigt, welche rechtwinklig auf der Spiegelebene steht, also dem Einfallsloth der auf den Spiegel fallenden Strahlen parallel ist.

Der Spiegel MM wird von zwei Gabeln CC und DD getragen, welche den Spiegel einerseits bei c, andererseits bei p fassen. Ein Metallstab g bildet die Verlängerung der Mittellinie der Gabel C, das Metallstäbchen h bildet die Verlängerung der Mittellinie der Gabel D.

Das Stäbchen h wird von dem einen Ende des messingenen Bogens NN und in gleicher Weise wird das Stäbchen g von dem einen Ende des Bogens FF getragen.

Der Gabel C ist eine Drehung um die Axe des Stäbchens g gestattet, während das an der Gabel D befestigte Stäbchen h in der cylindrischen Oeffnung drehbar ist, in welcher es steckt.

Durch das Leistchen lq ist die Gabel CC, durch das Leistchen nq ist die Gabel DD mit der Schiene tt verbunden, jedoch so, dass den Enden der Leisten bei l, bei n und bei q eine Drehung um den Verbindungszapfen gestattet ist und dass die beiden unteren Enden der Leistchen bei q durch den sie zusammenhaltenden Zapfen in der Spalte der Schiene t zu bleiben genöthigt sind.

Da nun $cl = cn$ und $lq = nq$, so ist das Dreieck lqc congruent mit dem Dreieck ncq, wie auch der Winkel geändert werden mag, welchen die Leistchen nq und lq bei q mit einander machen. Daraus folgt aber, dass die Ebene der Gabel C und die Ebene der Gabel D stets gleiche Winkel mit der Schiene t, mithin auch gleiche Winkel mit der Ebene des Spiegels MM machen.

Wenn also ein Lichtstrahl ik in einer solchen Richtung auf den Spiegel fällt, dass seine Verlängerung die Mittellinie der Gabel D und die Axe des Stäbchens h bildet, so wird dieser Strahl nach einer Richtung kz reflectirt, welche die Verlängerung des Stäbchens g und der Mittellinie der Gabel l bildet.

Um zu machen, dass die Mittellinie kh der Gabel D wirklich die Verlängerung des einfallenden Strahles ik bildet, muss man den Bügel NN mittelst der Stellschraube y in einer solchen Lage festklemmen, dass der Winkel, welchen kh mit der Weltaxe bildet, gleich ist der Poldistanz der Sonne für den Tag, an welchem man gerade das Instrument gebrauchen will.

Diese Einstellung lässt sich nach der dem Versuchstage entsprechenden Declination der Sonne mittelst einer auf dem Bogen NN angebrachten Theilung ausführen.

Ist dies geschehen, so wird der Würfel w in seiner solchen Stellung an seine Axe angeklemmt, dass der Zeiger v auf den Theilstrich des

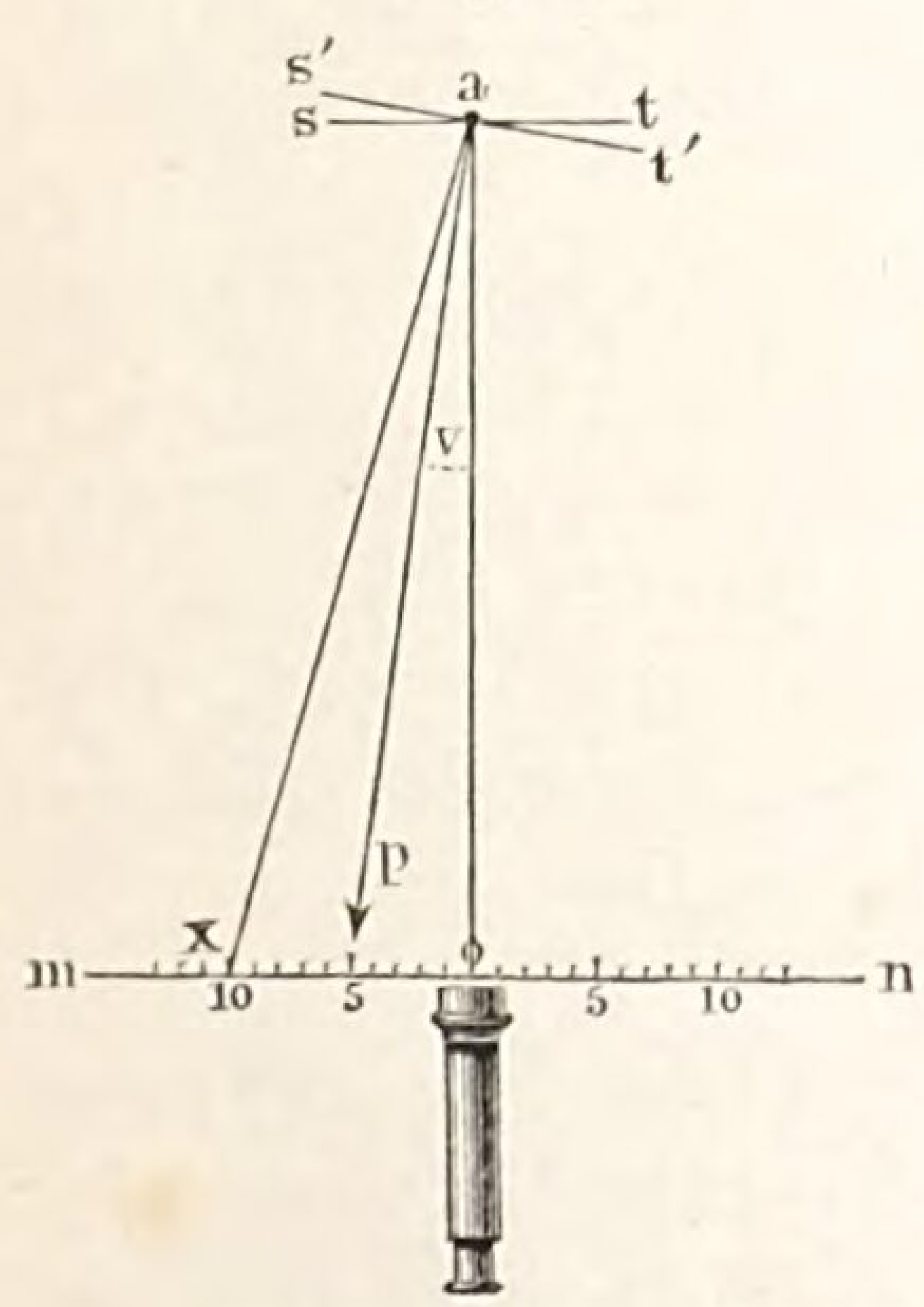
Zifferblattes zeigt, welcher der wahren Zeit des Augenblicks entspricht, in welchem man das Uhrwerk in Gang setzt. Wird alsdann das Instrument so aufgestellt, dass die Säule A in den astronomischen Meridian zu liegen kommt, so fällt wirklich kh in die Verlängerung der einfallenden Strahlen und **bleibt** in der Verlängerung derselben, so lange das Uhrwerk die Axe der Säule A, also auch die Ebene des Bogens NN mit der entsprechenden Geschwindigkeit umdreht.

Wenn aber kh stets in der Richtung der einfallenden Strahlen bleibt, so fällt die Richtung der reflectirten Strahlen auch stets in die Verlängerung des Stäbchens g. Durch Verschieben des Bogens FF in dem Würfel f und durch Drehung der äusseren Hülse der Säule A, wodurch die Ebene des Bogens FF gedreht wird, kann man das Stäbchen g und die Mittellinie der Gabel C in jede beliebige Lage bringen und in derselben feststellen, wodurch dann auch den reflectirten Strahlen eine unveränderliche Richtung gesichert wird.

Spiegelablesungen. Unter diesem Namen lassen sich mehrere Anwendungen des Planspiegels zusammenfassen, bei welchen mittelst eines solchen entweder eine sonst schwierig ausführbare Messung ermöglicht, oder doch die Genauigkeit einer Ablesung erhöht wird. Hierher gehört vor Allem die übrigens schon von Gauss angewendete, nach Poggendorff benannte Winkelmessung mittelst des Spiegels, welche sich überall da empfiehlt, wo die zu messenden Winkelbewegungen nur klein sind und es leichter erscheint, an dem Objecte, das die Drehung erleidet, ein kleines Spiegelchen anzubringen, als daran eine Alhydade zu befestigen, die über einem Theilkreise sich bewegt. 11

Es sei in Fig. 42 a die Projection der Drehungsaxe eines Körpers z. B. eines aufgehängten Magnets, st eines daran befestigten verticalen Planspiegels. Der Mittellage von st gegenüber ist ein Fernrohr mit Fadenkreuz nahezu horizontal aufgestellt und so adjustirt, dass das Spiegelbild einer unterhalb des Fernrohrs befestigten horizontalen Scala mn durch dasselbe beobachtet werden kann. Dreht sich nun der Spiegel um den kleinen Winkel v, so sieht man im Fernrohr nicht mehr das Bild von o mit dem Verticalfaden zusammenfallen, sondern das Bild eines Theilstriches x, so zwar, dass der Strahl xa mit oa einen Winkel $= 2v$ einschliesst. Ist der Abstand $ao = l$, so ergiebt sich demnach

Fig. 42.



$$tang\ 2v = \frac{x}{l}\,.$$

Da die Ziffern des Maassstabes durch den Spiegel von links nach rechts verkehrt werden, so werden sie meist im selben Sinne verkehrt

angeschrieben. Ist das Fernrohr ein astronomisches, welches von oben nach unten und von rechts nach links verkehrt zeigt, so ist ausserdem eine Befestigung des Maassstabes in verkehrter Lage zu empfehlen. Bei sehr kleinen Winkeln, welche ihren Tangenten proportional gesetzt werden können, kann man die Ablesung am Maassstabe direct als Winkelmaass benutzen.

Statt der Beobachtung durch das Fernrohr kann man den Versuch auch so einrichten, dass man ein intensives Bündel Lichtstrahlen vom kleinen Spiegelchen reflectiren und auf einen Schirm auffallen lässt. Ist letzterer ein eingetheilter Kreisbogen mit dem Mittelpunkte a, so erhält man directe Winkelablesung. Man hat dann gewissermaassen den reflectirten Lichtstrahl als Alhydade benutzt, mit dem Unterschiede, dass hier ebenfalls die Winkelbewegung des Spiegelchens die Hälfte des abgelesenen Winkels ist. Der Vortheil ist dabei insbesondere darin gelegen, dass eine solche Alhydade sehr lang gemacht werden kann und doch das drehbare Object weder beschwert, noch in den Bewegungen behindert.

Die letztere Anordnung eignet sich besonders für Versuche im Hörsaale, während erstere für die feinsten Messungen den Vorzug verdient.

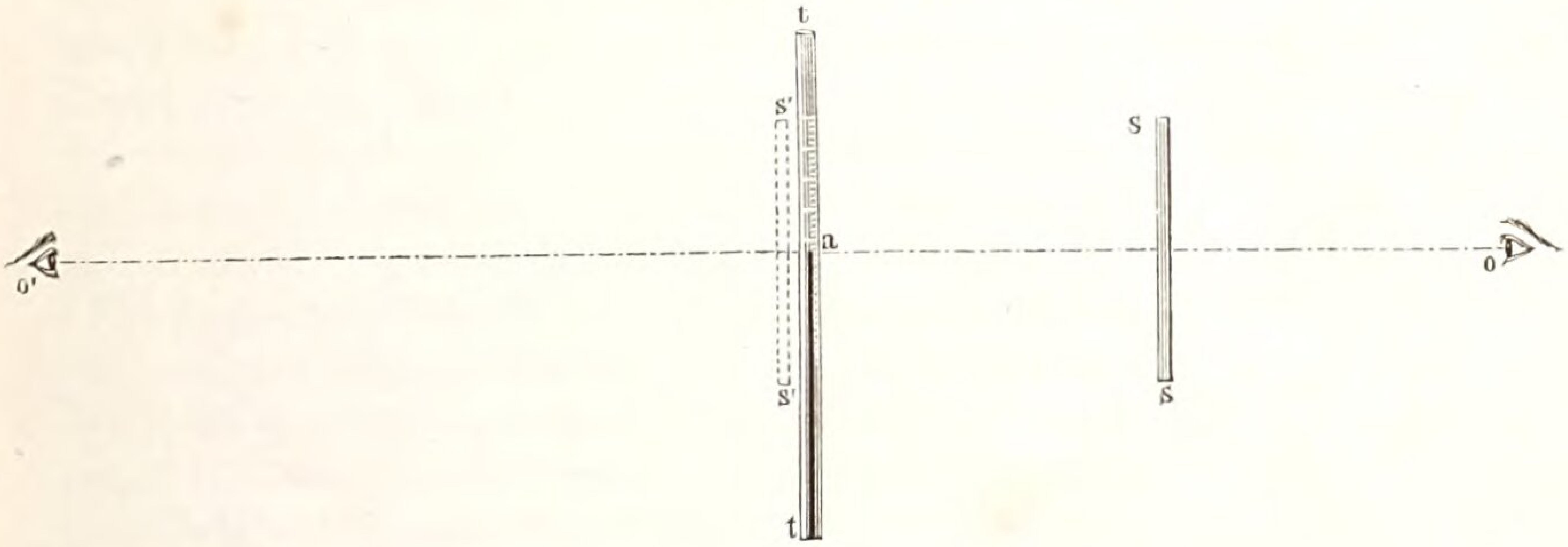
Eine Spiegelablesung wird häufig auch eine solche Anwendung eines Planspiegels genannt, bei welcher der letztere dazu dient, um den sogenannten Parallaxenfehler zu vermeiden. Schwingt z. B. eine Magnetnadel über einem Horizontalkreis, so würde man nur bei genau senkrechter Visirrichtung eine richtige Ablesung machen, bei schiefer Richtung dagegen einen seitwärts unter der Magnetspitze liegenden Theilstrich ablesen, d. h. einen Parallaxenfehler begehen. Legt man nun aber der Magnetnadel eine horizontale Spiegelfläche unter, welche nur am Rande durch den Theilkreis überdeckt wird, so liegen Magnetnadel und ihr Spiegelbild in einer Verticalrichtung. Sobald also beim Ablesen diese beiden sich decken, liegt auch das Auge in derselben Verticalen und man vermeidet den Parallaxenfehler. Vielfach wird, wie z. B. bei den Jolly'schen Federwaagen und Luftthermometern, die Theilung unmittelbar auf der Spiegelfläche aufgetragen.

Verschieden von dieser Anordnung, bei welcher die senkrechte Richtung der Ablesung durch die Deckung des beobachteten Objects und seines Spiegelbildes controllirt wird, ist eine andere, bei welcher derselbe Zweck durch die Deckung des beobachteten Objects mit dem Spiegelbilde des Auges des Beobachters erreicht wird. Eine solche Anwendung ist in §. 76 (S. 184) des ersten Bandes beschrieben worden. Wilhelm Weber machte nämlich davon Gebrauch, um die genaue Ablesung des Barometers zu erleichtern.

Auch beim Ablesen von Thermometern, sowie beim Kalibriren von Röhren etc. bedient man sich häufig einer dahintergelegten Spiegelscheibe. Es lässt sich nun aber leicht zeigen, dass es in diesem Falle am vortheilhaftesten sein muss, die Spiegelebene parallel der Thermometerröhre vor dieselbe im Abstande der halben deutlichen Sehweite anzubringen.

Es sei in Fig. 43 *tt* das Thermometer sammt Scala, *o* das Auge, welches auf die deutliche Sehweite *oa* accommodirt ist, *s's'* ein Spiegel, so liegt das Bild des Auges in *o'*, also weit ausserhalb der deutlichen

Fig. 43.



Sehweite. Ist aber der Spiegel in *ss* mitten zwischen *o* und *a*, so fallen Scala, Quecksilberkuppe und Bild des Auges nahe in *a* zusammen, was die Ablesung wesentlich erleichtert, da das Auge seine Accommodation nicht zu wechseln braucht.

Ausser den hier erwähnten werden noch zahlreiche andere Anwendungen der Planspiegel in der Physik und Geodäsie gemacht, wovon wir noch einige an geeigneter Stelle kennen lernen werden.

Reflexion auf gekrümmten Spiegeln. Wenn ein Lichtstrahl 12
eine krumme Oberfläche in irgend einem Punkte trifft, so wird er gerade so reflectirt, als ob er die Berührungsebene dieses Punktes getroffen hätte.

Der einfallende und der reflectirte Strahl machen also stets gleiche Winkel mit der Normalen, d. h. mit derjenigen Geraden, welche im Berührungspunkt rechtwinklig auf der Berührungsebene steht.

In der Praxis kommen fast ausschliesslich Kugelspiegel, sphärische Spiegel, d. h. solche gekrümmte Spiegel zur Anwendung, deren spiegelnde Flächen Stücke von Kugeloberflächen sind. Hier und da werden auch noch parabolische Spiegel angewandt, deren Fläche man sich durch Rotation einer Parabel um ihre Axe entstanden denken kann. Zu eigentlich optischen Zwecken werden nur sphärische Spiegel verwendet, von denen auch hier allein die Rede sein kann.

Der Mittelpunkt der Kugeloberfläche, von welcher ein sphärischer Spiegel ein Stück bildet, heisst der Krümmungsmittelpunkt des Spiegels.

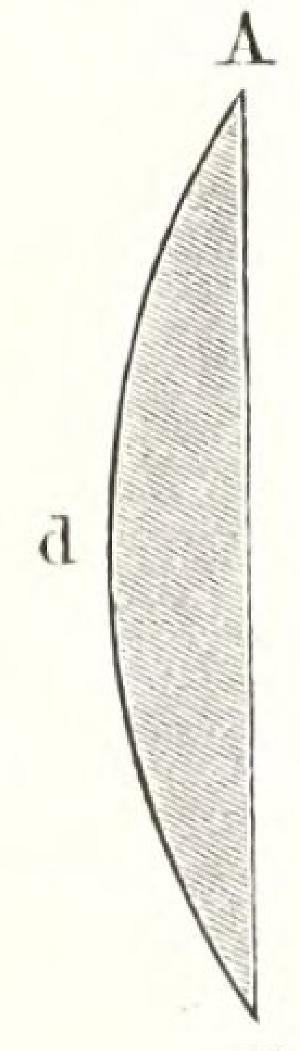
Denkt man sich von einem Punkte *a*, in welchem ein sphärischer Spiegel von einem Lichtstrahl getroffen wird, einen Radius nach dem Krümmungsmittelpunkt gezogen, so ist dieser Radius offenbar das Einfallsloth für den Punkt *a*.

Man unterscheidet zwei Hauptarten von Kugelspiegeln, nämlich Hohlspiegel oder Concavspiegel, bei welchen die innere, dem

Krümmungsmittelpunkte zugewendete Fläche die spiegelnde ist, und Convexspiegel, bei welchen die Reflexion durch die äussere, dem Krümmungsmittelpunkte abgewendete Fläche bewirkt wird. Erstere heissen auch Sammel-, mitunter auch Vergrösserungsspiegel, letztere Zerstreuungs- oder Verkleinerungsspiegel.

Die gewöhnlichen Rasirspiegel bilden die bekannteste Form der Hohlspiegel; sie sind durch eine auf der einen Seite ebene, auf der anderen gewölbte Glaslinse gebildet, deren Durchschnitt in Fig. 44 dargestellt ist.

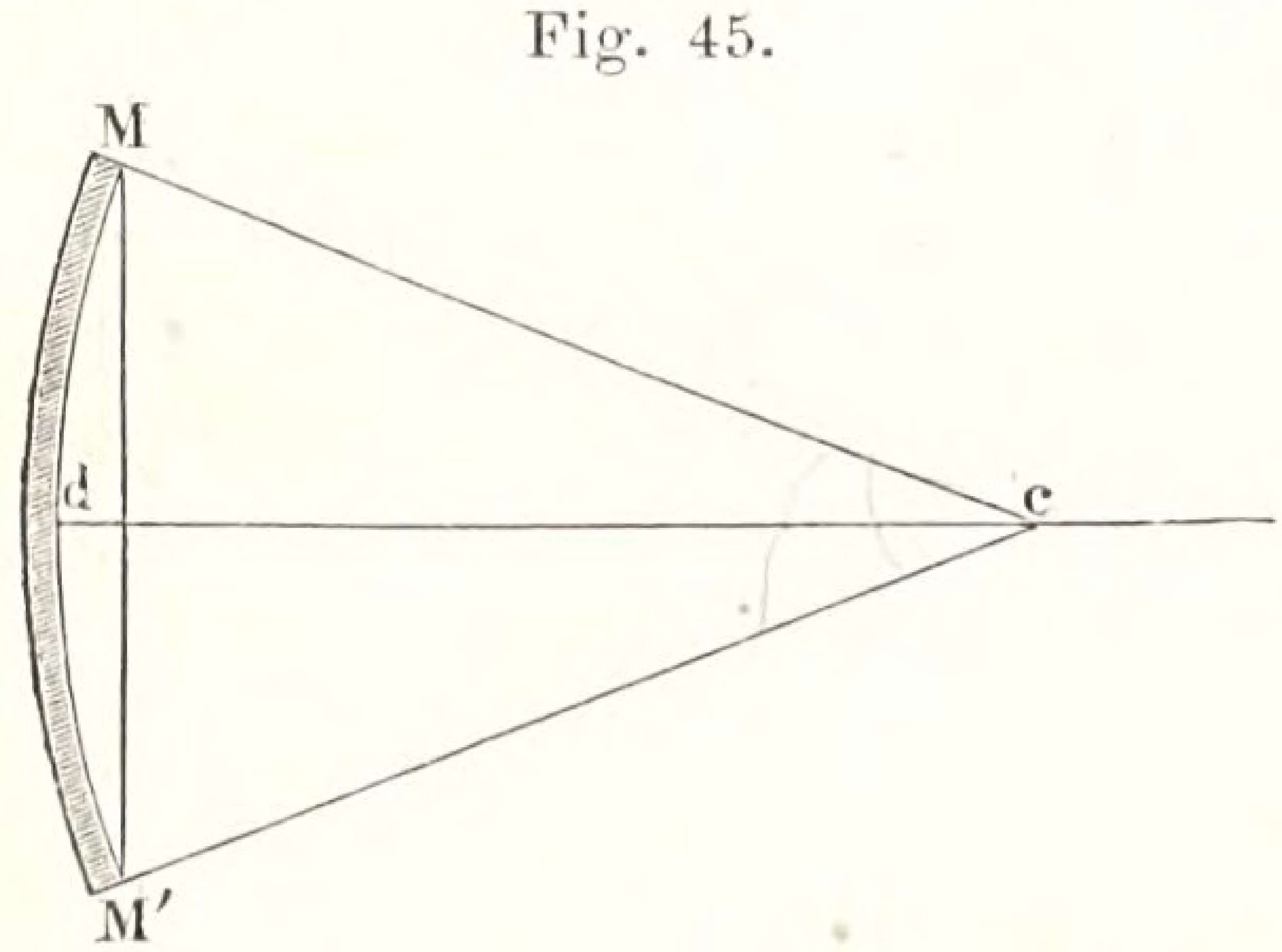
Fig. 44.



Die gewölbte Fläche AdB ist mit Spiegelamalgam belegt und bildet eigentlich den Hohlspiegel. Die Reflexion auf der ebenen Vorderfläche AB, welche allerdings sehr schwach ist gegen die Spiegelung auf der belegten gewölbten Fläche AdB, beeinträchtigt doch die Reinheit der Bilder ebenso wie der Umstand, dass die Lichtstrahlen, bevor sie auf die spiegelnde Fläche AdB gelangen können, erst die Glassubstanz durchlaufen müssen. Deshalb darf man, wenn es auf Darstellung sehr reiner Hohlspiegelbilder ankommt, wie bei Spiegelteleskopen, solche gläserne Hohlspiegel nicht in Anwendung bringen, sondern sphärisch geschliffene, gewöhnlich aus Spiegelmetall hergestellte Metallflächen.

Fig. 45 stelle den Durchschnitt eines sphärischen Spiegels mit einer durch seinen Krümmungsmittelpunkt und seine Mitte gelegten Ebene dar. Nehmen wir, wie es gewöhnlich der Fall ist, den Kugelspiegel kreisförmig begrenzt an, so wird eine Linie MM', Fig. 45, welche zwei diametral gegenüberstehende Punkte des Spiegelrandes mit einander verbindet, der Durchmesser des Spiegels genannt. Die Linie cd, welche den Krümmungsmittelpunkt c mit dem Mittelpunkte d des Spiegels verbindet, wird die Hauptaxe des sphärischen Spiegels genannt, der Winkel endlich, welchen die Linien cM und cM' mit einander machen, heisst seine Oeffnung.

Fig. 45.

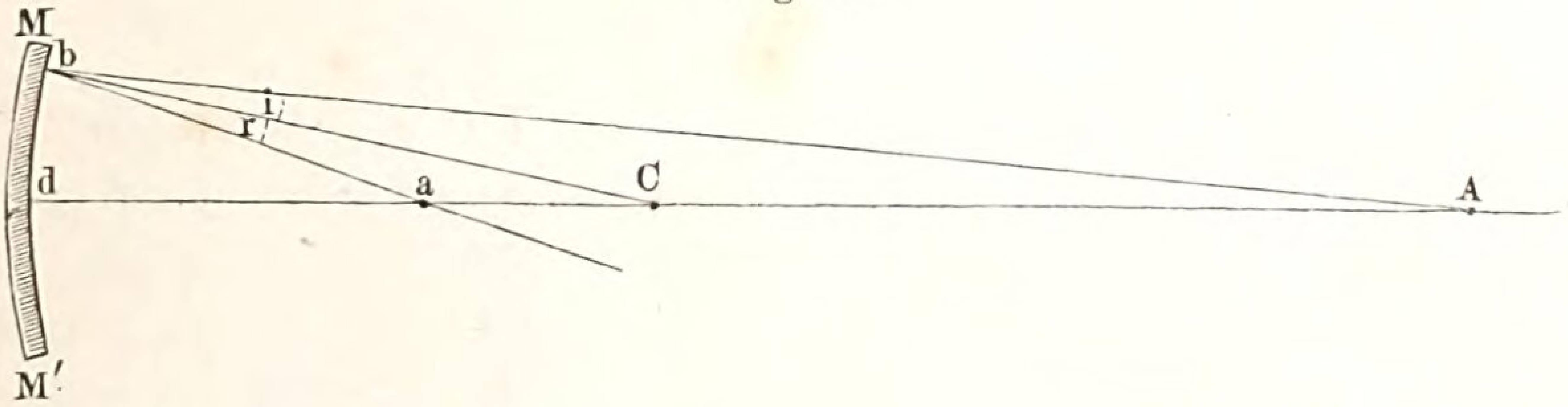


Jede gerade Linie, welche den Krümmungsmittelpunkt c mit irgend einem Punkte des Spiegels verbindet, welcher ausserhalb seiner Mitte d liegt, wird eine Nebenaxe genannt. Jeder Hohlspiegel hat demnach nur Eine Hauptaxe, aber unendlich viele Nebenaxen.

13 **Sphärische Hohlspiegel.** Es sei MM', Fig. 46, der Durchschnitt eines sphärischen Hohlspiegels, dessen Mittelpunkt C ist. In einem Punkte A der Axe befinde sich ein leuchtender Punkt, der seine

Strahlen auf den Spiegel sendet. Wie ein von A ausgehender Strahl, welcher den Spiegel in b trifft, reflectirt wird, ist leicht zu finden, denn

Fig. 46.



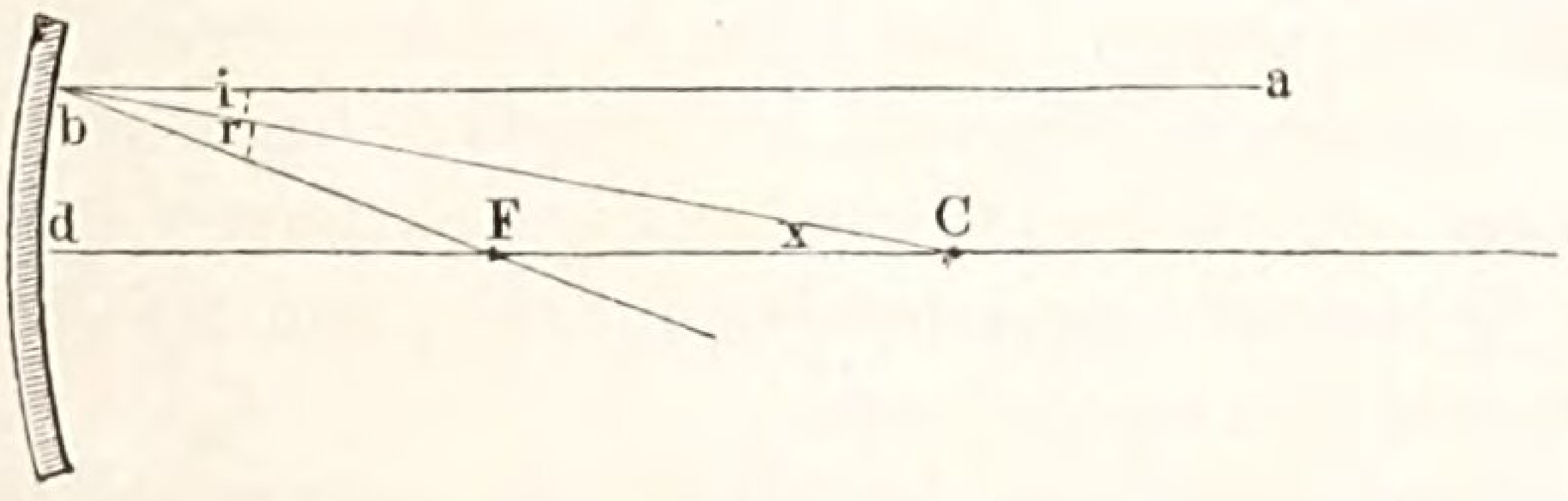
die von b nach dem Mittelpunkte C gezogene Gerade ist das Einfallsloth. Macht man den Winkel r gleich dem Winkel i, so ist ba der reflectirte Strahl.

Denkt man sich auf dem Spiegel einen Kreis bezeichnet, dessen Punkte sämmtlich von d ebenso weit entfernt sind wie b, so ist leicht einzusehen, dass alle Strahlen, welche von A ausgehend, den Spiegel in einem Punkte dieses Ringes treffen, so reflectirt werden, dass sie die Axe Ad in demselben Punkte a schneiden.

Von diesem Punkte a, den man den Durchschneidungs- oder Vereinigungspunkt nennen kann, gehen dann die Strahlen ebenso aus, als wäre der Punkt a selbst die Quelle derselben. Ein Auge, welches von diesen Strahlen getroffen wird, versetzt daher den Ort des leuchtenden Punktes nach a und man nennt deshalb auch a den Bildpunkt von A, oder das Bild des Punktes A.

Wenn der leuchtende Punkt sehr weit vom Spiegel entfernt ist, so kann man alle Strahlen, welche er auf den Spiegel sendet, als unter sich parallel betrachten. In Fig. 47 sei ab ein parallel mit der Axe einfallender Lichtstrahl, bC das Einfallsloth, so ist offenbar $i = x$. Der Radius bC sei mit R, der Winkel bFC mit v bezeichnet, so haben wir

Fig. 47.



aus dem Dreieck bFC die Proportion

$$sin\ v : sin\ r = R : CF$$

und daraus

$$CF = \frac{R \, . \, sin\ r}{sin\ v}.$$

Nun aber ist $r = i$, $v = 180^0 - r - x = 180^0 - 2i$, mithin $\sin v = \sin 2i$; substituirt man diese Werthe, so kommt

$$FC = R \cdot \frac{\sin i}{\sin 2i}.$$

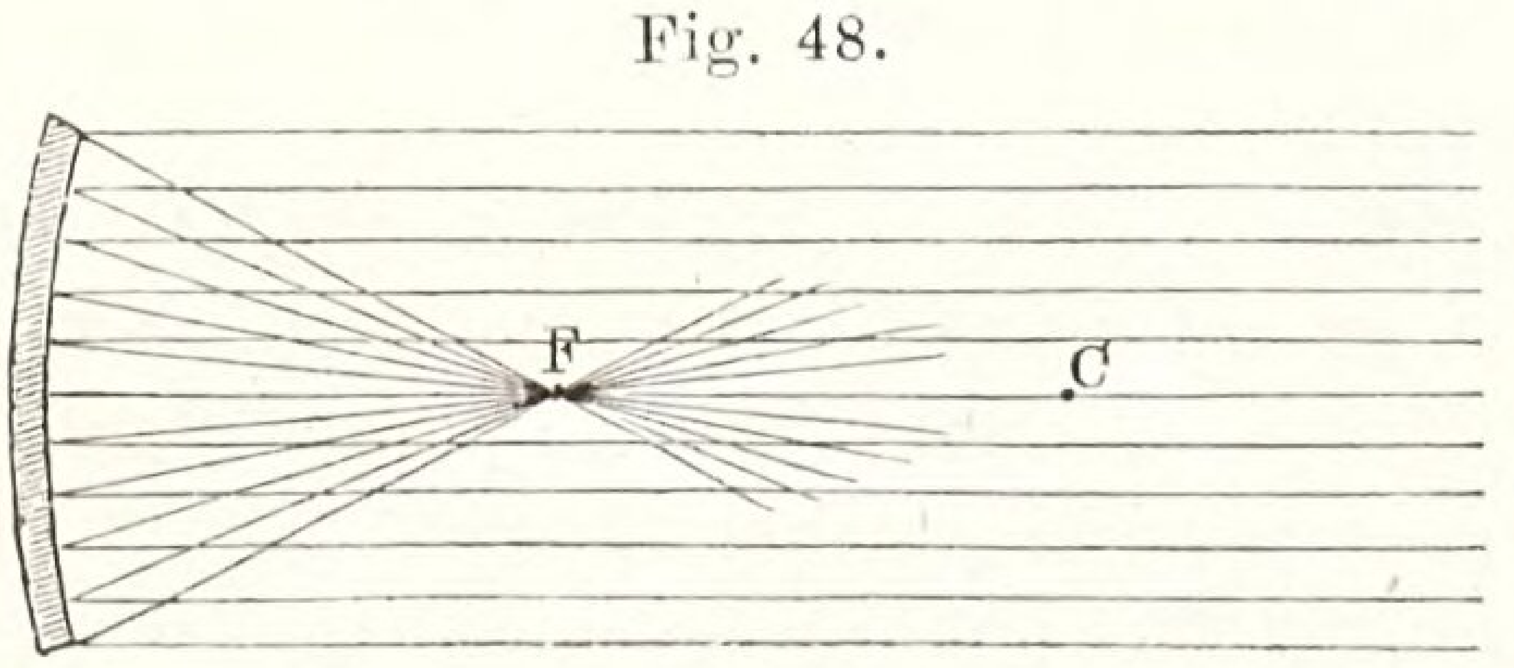
Je kleiner i wird, desto mehr nähert sich FC dem Werthe 0·5 R. Die folgende kleine Tabelle enthält eine Reihe zusammengehöriger Werthe von i und FC:

i	FC
1^0	R . 0·50006
2	R . 0·50031
5	R . 0·50191
10	R . 0·50771
15	R . 0·51764
20	R . 0·54448

Man sieht aus dieser Tabelle, dass FC für Werthe von i bis zu 5 Grad hin nur wenig von 0·5 R abweicht. Selbst für $i = 10^0$ ist diese Abweichung noch nicht bedeutend, über diesen Werth von i hinaus wird aber der Ueberschuss von FC über $^1/_2$ R sehr merklich.

Solche Strahlen, welche einer (Haupt- oder Neben-) Axe so nahe liegen, dass der Werth von FC für dieselben nicht merklich von $^1/_2$ R differirt, heissen centrale Strahlen. Der Vereinigungspunkt der parallel mit einer Axe auffallenden centralen Strahlen F, Fig. 48, führt den Namen Brennpunkt oder Focus. Dieser Focus liegt, wie wir gesehen haben, in der Mitte zwischen dem Krümmungsmittelpunkt des Spiegels und dem Spiegel selbst.

Fig. 48.



Der Brennpunkt ist also der Bildpunkt eines unendlich weit entfernten leuchtenden Punktes. Auf jeder Axe des Spiegels liegt ein solcher Brennpunkt, derjenige, welcher auf der Hauptaxe liegt, heisst der Hauptbrennpunkt (er soll in den folgenden Figuren immer mit F bezeichnet werden). Die Entfernung zwischen Brennpunkt und Spiegel wird Brennweite oder Focaldistanz genannt.

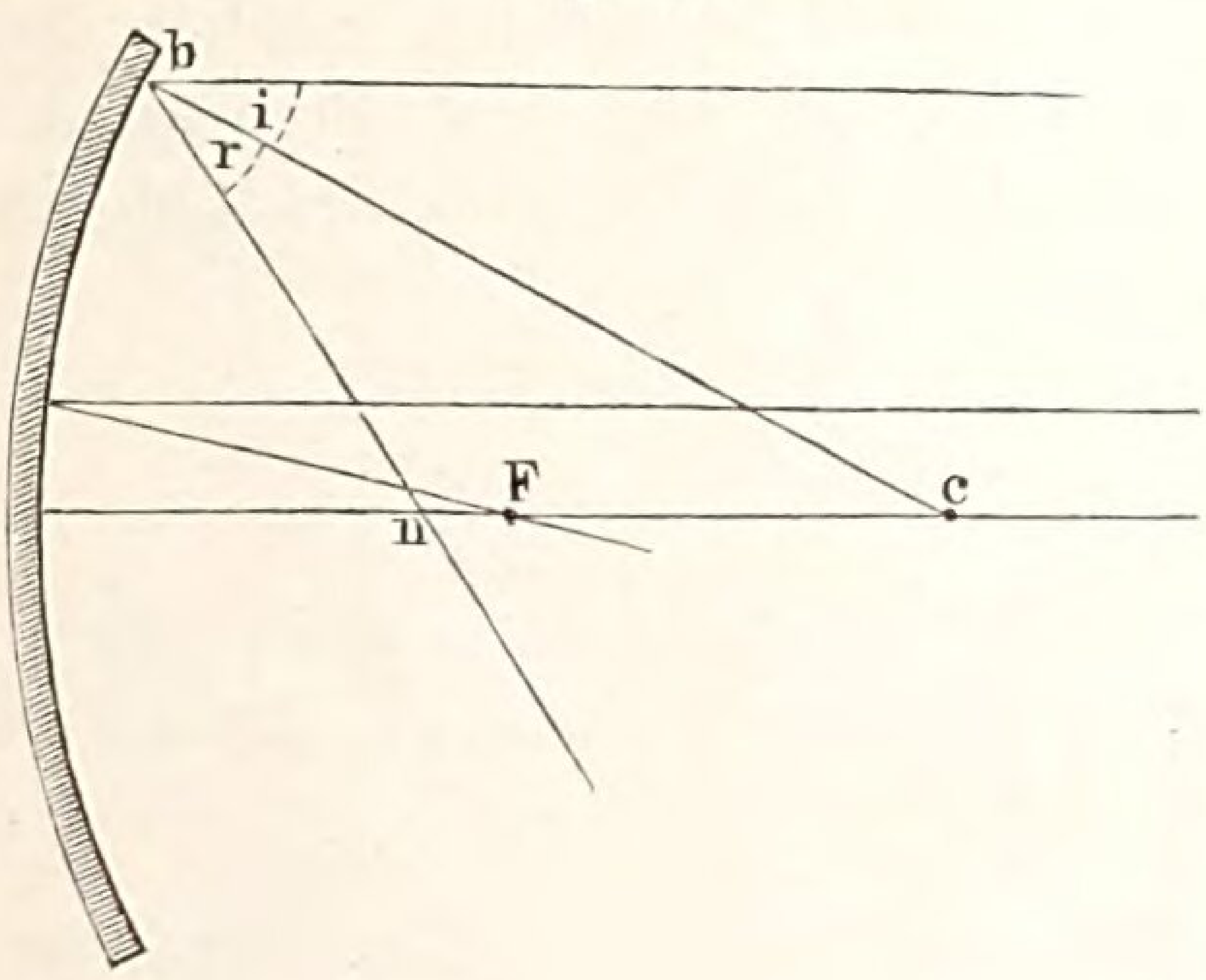
Ein unbegrenzt oder ohne bestimmte Grenzen gedachter Spiegel hat keinen Mittelpunkt, also auch keine Hauptaxe und keinen Hauptbrennpunkt, jede seiner Axen ist gleichwerthig. Nur dadurch, dass man sich den Spiegel um einen Punkt herum symmetrisch begrenzt denkt, wird letzterer zum Mittelpunkt und die durch ihn gehende Axe zur Hauptaxe, der zugehörige Brennpunkt zum Hauptbrennpunkt.

Ist die Krümmung des Spiegels von der Mitte bis zum Rande bedeutend, so werden die parallel mit der Axe in der Nähe des Randes

auffallenden Strahlen nicht mehr nach dem Hauptbrennpunkt F hin reflectirt, wie die centralen Strahlen, sondern sie schneiden die Axe in einem Punkte n, Fig. 49, welcher näher am Spiegel liegt als F.

Wenn ein Hohlspiegel zu optischen Zwecken brauchbar sein soll, so ist im Allgemeinen nothwendig, dass er die von einem Punkte ausgehenden Strahlen auch möglichst nahe wieder in einem Punkte vereinige. Dies ist aber nur dann möglich, wenn die Oeffnung des Spiegels nicht bedeutend, wenn sie allerhöchstens 4 bis 6° ist, denn nur in diesem Falle kann man alle den Spiegel treffenden Strahlen als centrale Strahlen betrachten. Wir wollen im Folgenden auch nur solche Spiegel, also auch nur centrale Strahlen, betrachten.

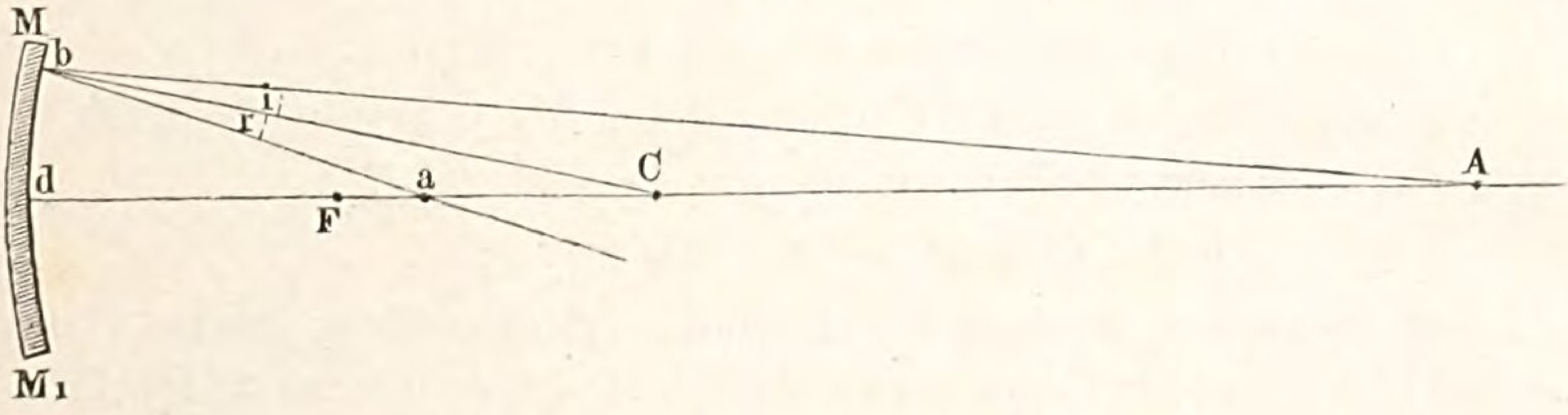
Fig. 49.



Der erwähnte Fehler, dass nicht alle mit der Axe parallel einfallenden Strahlen genau in einem Punkte vereinigt werden, dass der Vereinigungspunkt für die Randstrahlen dem Spiegel näher liegt als der Brennpunkt, wird sphärische Aberration genannt.

Wenn der leuchtende Punkt nicht unendlich weit liegt, sondern in solcher Entfernung, dass man die Divergenz der den Spiegel treffenden Strahlen nicht mehr vernachlässigen darf, so ändert auch der Vereinigungspunkt seine Stellung, und zwar rückt er vom Spiegel um so weiter weg, je mehr sich der leuchtende Punkt nähert. Dass dem so sei, ist aus Fig. 50 leicht zu sehen. Je näher der leuchtende Punkt A liegt, desto

Fig. 50.



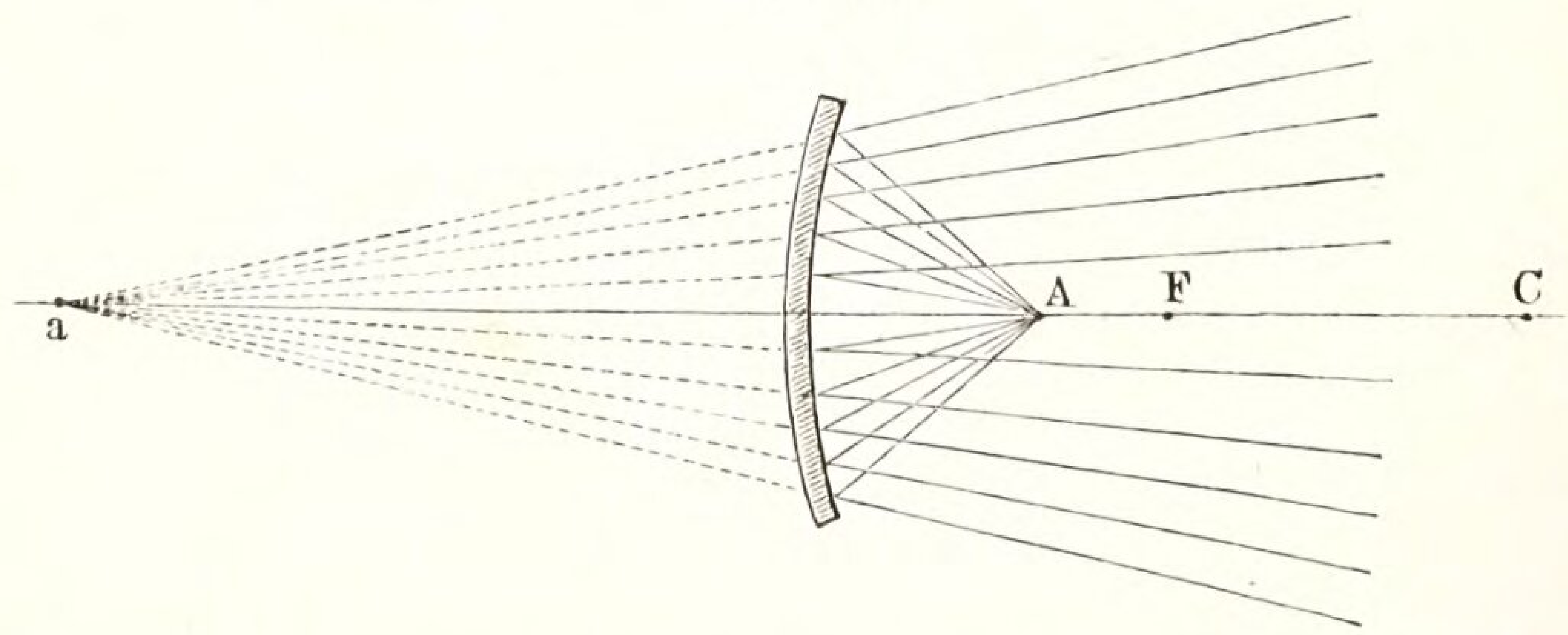
kleiner wird i für denselben Punkt b des Spiegels, desto kleiner wird r und desto mehr rückt also a nach C hin. Wenn man also einen leuchtenden Punkt, der so weit vom Spiegel entfernt ist, dass seine Strahlen im Hauptbrennpunkte wieder vereinigt werden, dem Spiegel fortwährend nähert, so wird der Vereinigungspunkt a vom Brennpunkte fortwährend dem Mittelpunkte C näher rücken, bis endlich, wenn der leuchtende Punkt im Centrum C des Spiegels steht, der Vereinigungspunkt mit dem leuchtenden Punkte zusammenfällt. Rückt der leuchtende Punkt dem

Spiegel noch näher, so fällt der Vereinigungspunkt weiter und weiter vom Spiegel weg. Die von a ausgehenden Strahlen werden in A vereinigt, und wenn der leuchtende Punkt den Hauptbrennpunkt einnimmt, so werden seine Strahlen vom Spiegel parallel mit der Axe reflectirt.

Die zusammengehörigen Punkte a und A, von denen immer der eine das Bild des anderen ist, werden conjugirte Punkte genannt.

In Fig. 51 ist noch der einzig übrige Fall betrachtet, nämlich dass der leuchtende Punkt A zwischen dem Spiegel und dem Brennpunkte liegt. Hier werden die Strahlen so reflectirt, dass sie nach der Reflexion

Fig. 51.



divergiren, als ob sie von einem Punkte a kämen, der hinter dem Spiegel liegt und den man für jeden besonderen Fall durch Construction leicht finden kann.

Die Beziehungen zwischen der Vereinigungsweite oder, wie wir auch sagen können, Bildweite da, Fig. 50, und der Gegenstandsweite dA oder, mit anderen Worten, die Beziehungen, in welchen die conjugirten Punkte zu einander stehen, lassen sich durch Formeln ausdrücken, welche sich nach den vorgetragenen Sätzen leicht entwickeln lassen.

Aus dem Dreieck baC haben wir

$$ba : aC = \sin u : \sin i \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

wenn wir mit u den Winkel bCa bezeichnen, da ja Winkel r gleich dem Winkel i ist. Ebenso haben wir für das Dreieck bCA

$$bA : CA = \sin u : \sin i \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

da ja der Sinus des Winkels bCA gleich ist dem Sinus seines Nebenwinkels bCd. Aus der Combination der Gleichungen 1) und 2) folgt aber:

$$ba : aC = bA : CA \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

Nun aber ist mit grosser Annäherung ba gleich der Bildweite da, die wir mit b bezeichnen wollen, und bA gleich der Gegenstandsweite dA, die mit g bezeichnet werden mag, wir haben also

$$b : aC = g : CA \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

Bezeichnen wir die Brennweite des Spiegels mit f, so ist $Cd = 2f$ und $aC = 2f - b$; CA aber ist gleich $g - 2f$, die Gleichung 4) geht also über in

$$b : 2f - b = g : g - 2f,$$

woraus endlich
$$b = \frac{gf}{g - f} \qquad \text{5)}$$

Oder in übersichtlicher, leicht im Gedächtniss zu behaltender Form:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{b} + \frac{1}{g} \qquad \text{5a)}$$

Nach dieser Formel kann man die Bildweite b berechnen, wenn die Brennweite f und die Gegenstandsweite g bekannt sind.

Die Gleichung 5) lässt sich in folgende verwandeln:

$$b = \frac{f}{1 - \frac{f}{g}} \qquad \text{6)}$$

in dieser Form übersieht man leicht, dass b um so grösser wird, je mehr g abnimmt, so lange überhaupt g noch grösser ist als f. Für $g = \infty$ wird $b = f$; für $g = 2f$ wird $b = 2f$. Sobald g kleiner wird als $2f$, wird b grösser als $2f$ und für $g = f$ wird b gleich $\frac{f}{0}$ also unendlich. Wenn g kleiner ist als f, so ist $\frac{f}{g}$ grösser als 1, folglich wird der Werth von b negativ, was andeutet, dass in diesem Fall die vom Spiegel reflectirten Strahlen nicht mehr nach einem Punkte von dem Spiegel convergiren, sondern dass sie divergiren, als ob sie von einem Punkte hinter dem Spiegel kämen.

Die negativen Werthe von b werden kleiner, wenn g kleiner wird.

In dem Bisherigen haben wir die Lage der conjugirten Punkte stets durch den Abstand vom Spiegel ausgedrückt. Viel einfacher ergiebt sich die gegenseitige Lage der conjugirten Punkte, wenn man dieselbe durch den Abstand vom Brennpunkte bestimmt.

Bezeichnen wir mit f die Brennweite dF (Fig. 50), mit x den Abstand FA des leuchtenden Punktes vom Brennpunkte, so ist

$$g = f + x \qquad \text{7)}$$

bezeichnen wir ferner Fa mit y, so ist

$$b = f + y \qquad \text{8)}$$

und aus der Combination der Gleichungen 5), 7) und 8) folgt dann

$$xy = f^2, \qquad \text{9)}$$

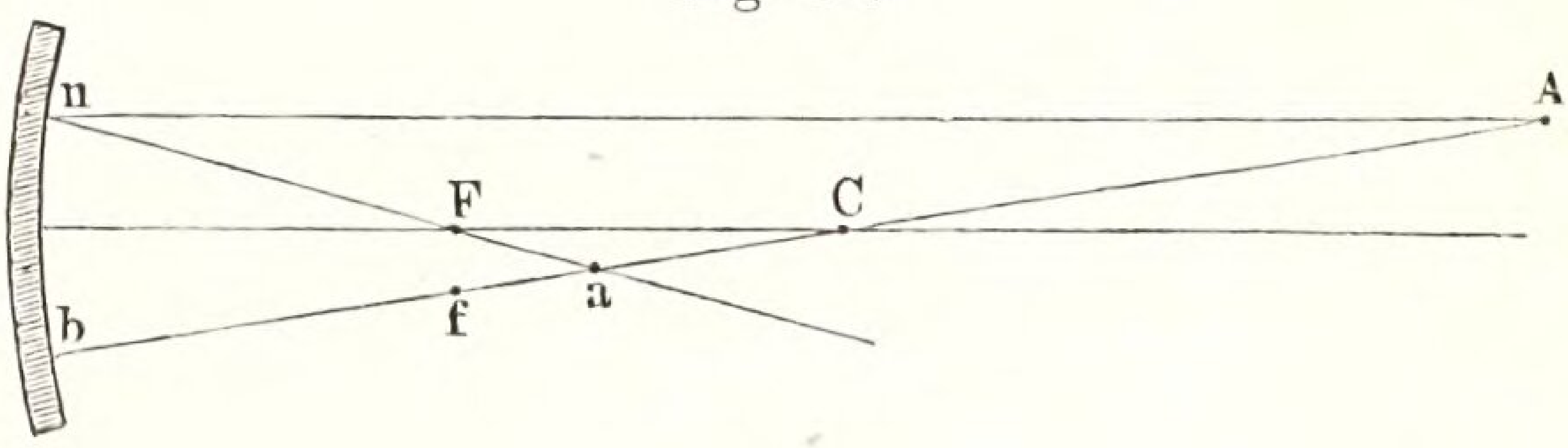
d. h. die Brennweite ist die mittlere geometrische Proportionale zwischen den Abständen der conjugirten Punkte x und y vom Brennpunkte.

Ist also der leuchtende Punkt A n Brennweiten vom Brennpunkt entfernt, so ist der Abstand seines Bildes vom Brennpunkt gleich $\frac{1}{n}f$.

Wir machen darauf aufmerksam, dass die bisher entwickelten Gesetze auch für solche leuchtende Punkte gelten, welche ausserhalb

der Hauptaxe, also auf einer Nebenaxe liegen, d. h. auch die conjugirten Punkte der Nebenaxen sind durch die Gleichung 5) oder 6) verbunden. Bei günstigen Dimensionen lässt sich die Lage des Bildpunktes auch durch Construction finden, wie dies Fig. 52 erläutert.

Fig. 52.



Zieht man vom leuchtenden Punkte A über C eine Gerade nach dem Spiegel, so ist dies die Axe des von A auf den letzteren gesandten Strahlenkegels und auf derselben müssen sich alle von A ausgehenden Strahlen wieder vereinigen. Wenn ein ganzes Bündel Strahlen mit ACb parallel auf den Spiegel fiele, so würden sie sich nach der Reflexion im Punkte f vereinigen, der in der Mitte zwischen C und b liegt; da aber die von A ausgehenden Strahlen divergiren, so liegt ihr Vereinigungspunkt weiter vom Spiegel ab als f. Um ihn zu finden, ziehe man von A eine Linie An parallel mit der Hauptaxe des Spiegels. Ein Strahl, der in dieser Richtung den Spiegel trifft, wird aber bekanntlich nach dem Hauptbrennpunkte F reflectirt; zieht man nun von n über F eine Linie, so wird diese die Linie ACb schneiden, und der Durchschnittspunkt a ist offenbar derjenige, in welchem alle von A ausgehenden Strahlen nach ihrer Reflexion durch den Spiegel wieder vereinigt werden, kurz a ist das Bild von A.

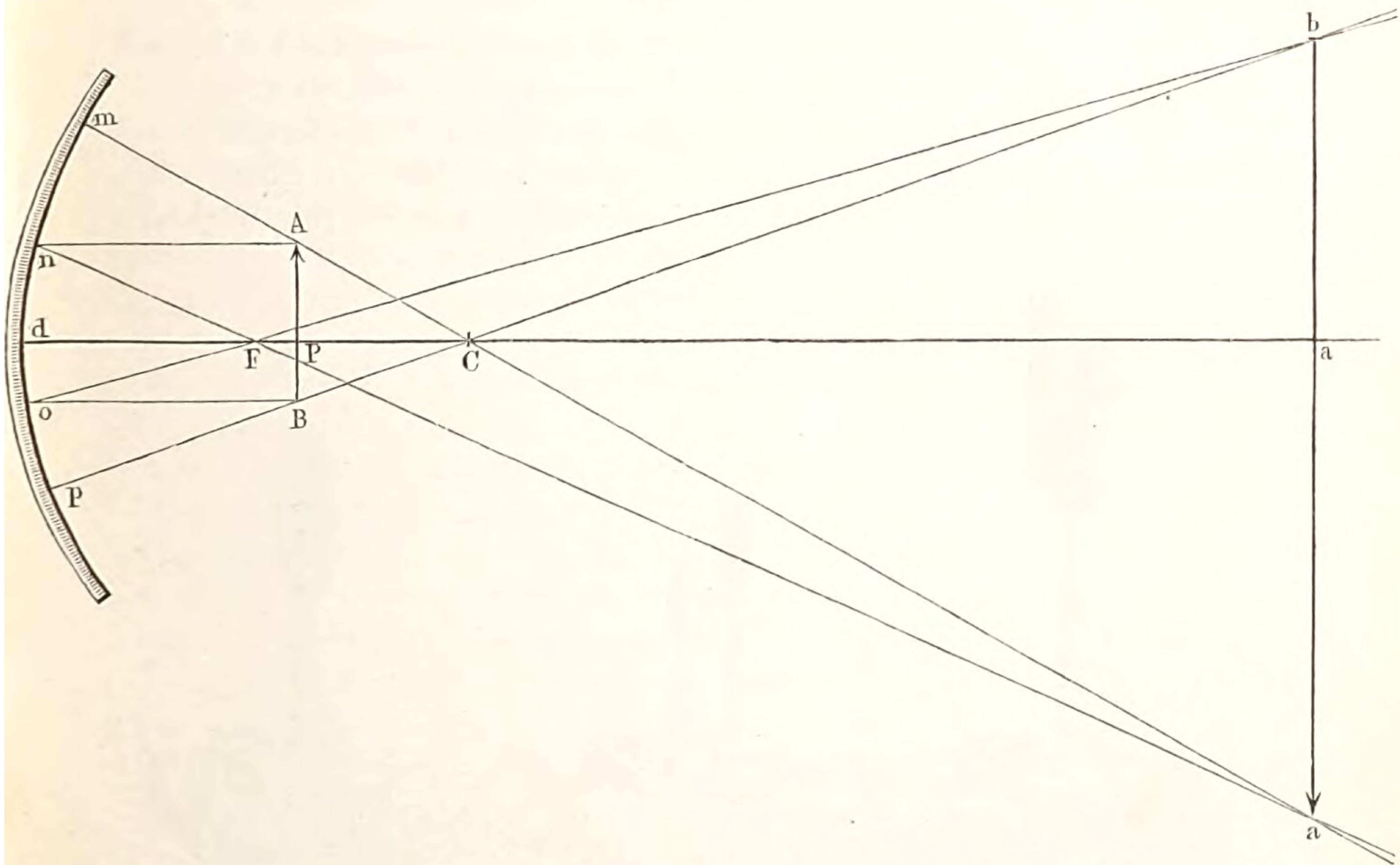
Befindet sich umgekehrt ein leuchtender Punkt in a, so werden die von ihm ausgehenden Strahlen, welche den Hohlspiegel treffen, in A vereinigt, oder A ist alsdann das Bild von a.

14 **Durch Hohlspiegel erzeugte Bilder.** Es stelle in Fig. 53 AB einen Gegenstand vor, der sich zwischen dem Krümmungsmittelpunkte C des Spiegels und dem Hauptbrennpunkte F befindet. Nach dem, was im vorigen Paragraphen gesagt wurde, ist es leicht, das Bild des Punktes A zu finden. Unter den unendlich vielen Strahlen, die von A ausgehen und den Spiegel treffen, sind zwei, deren Richtungen nach der Reflexion bereits bekannt sind, nämlich Am und An. Ersterer wird durch das Centrum C hindurch reflectirt, letzterer, weil mit der Hauptaxe ad parallel, geht durch den Focus F. Wo sich diese beiden Strahlen schneiden, nämlich in a, schneiden sich auch alle übrigen von A ausgehenden Strahlen (mit grosser Annäherung). Dasselbe gilt von b und B, sowie von allen auf den Linien ab und AB liegenden Punkten. Somit ergiebt sich, dass man durch einen Hohlspiegel von einem

Gegenstande AB, welcher zwischen dem Hauptbrennpunkte F und dem Mittelpunkte der Krümmung C liegt, ein verkehrtes, vergrössertes Bild jenseits C erhält.

Da die von A ausgehenden Strahlen in a gesammelt werden, so werden auch umgekehrt, wenn a ein leuchtender Punkt ist, die von ihm ausgehenden Strahlen durch den Spiegel nach A reflectirt werden; kurz

Fig. 53.



A ist in diesem Falle das Bild von a; ebenso ist B das Bild von b. Wenn sich also ein Gegenstand ab jenseits des Mittelpunktes C befindet, so wird der Hohlspiegel von ihm ein verkehrtes, verkleinertes Bild zwischen dem Mittelpunkt C und dem Hauptbrennpunkt F entwerfen.

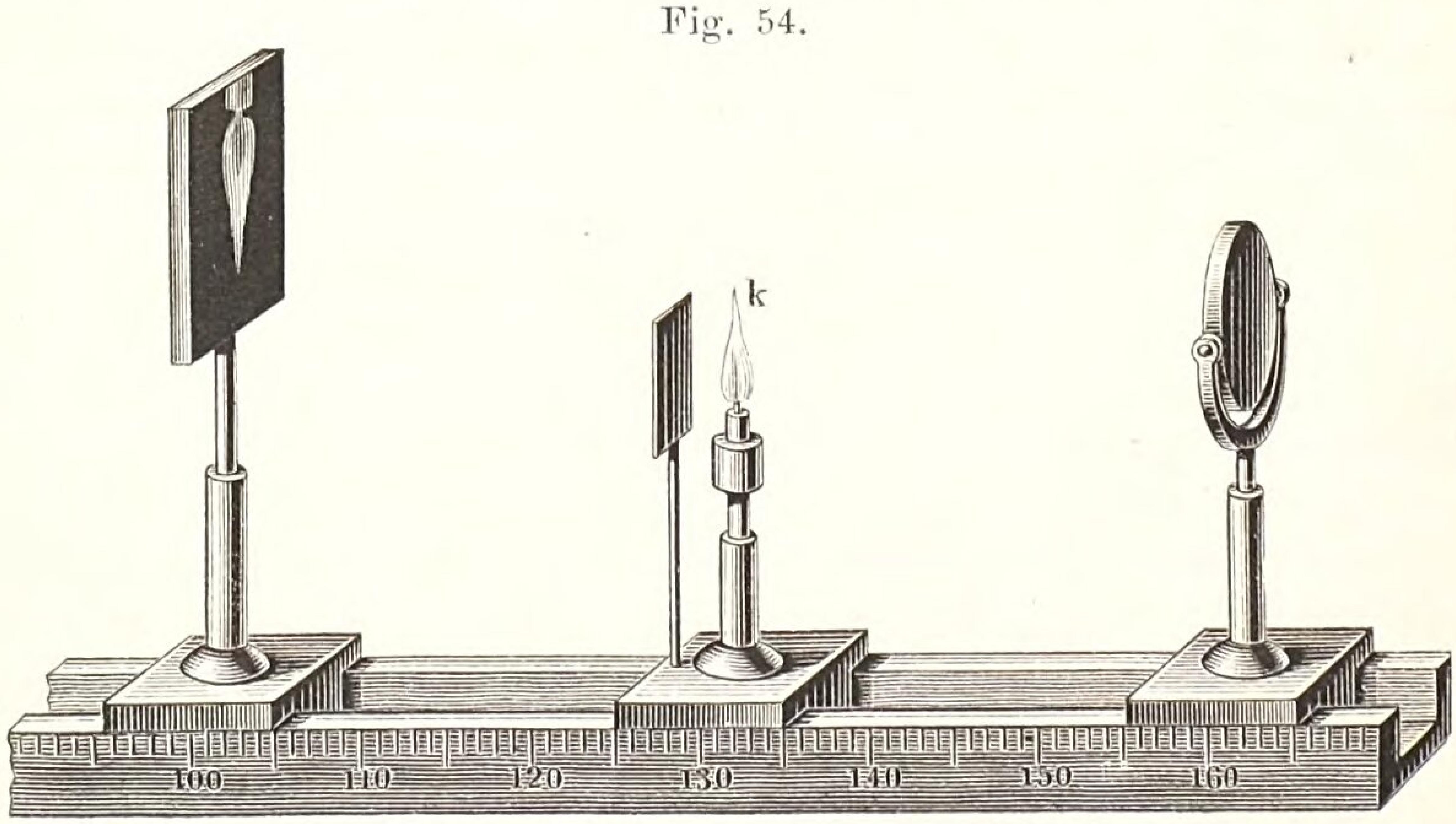
Die Bilder, welche wir soeben betrachtet haben, sind von denen der ebenen Spiegel wesentlich verschieden. Alle Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkte ausgehen, werden von einem ebenen Spiegel in einer solchen Richtung reflectirt, als ob sie von einem Punkte hinter dem Spiegel herkämen, sie divergiren also nach der Spiegelung von einem Punkte, in welchem sie nie vereinigt waren. Bilder, welche auf diese Weise zu Stande kommen, werden als virtuelle Bilder bezeichnet. In den eben betrachteten Fällen der Hohlspiegelbilder wurden aber die von einem Punkte des Gegenstandes ausgehenden Strahlen durch den Spiegel wirklich wieder in einem Punkte gesammelt; wir wollen deshalb auch diese Bilder zum Unterschiede von den virtuellen als Sammelbilder (auch reelle Bilder genannt) bezeichnen. Diese

Sammelbilder kann man auf zweierlei Weise beobachten, nämlich 1) wenn man die von dem Vereinigungspunkt wieder divergirenden Strahlen direct ins Auge gelangen lässt, oder 2) indem man das Sammelbild auf einem Schirm von weissem Papier oder von mattgeschliffenem Glase auffängt, wo dann die durch die Concentration der Strahlen stark erleuchteten Punkte des Schirmes das Licht nach allen Seiten hin zerstreuen, so dass das aufgefangene Bild gleich einem Gegenstande ringsum sichtbar ist.

Wenn die auf einem Schirm aufgefangenen Sammelbilder lebhaft erscheinen sollen, so muss das fremde Licht abgehalten werden.

Fig. 54 erläutert, wie man mit Hülfe der bereits früher besprochenen optischen Bank die Versuche über Hohlspiegelbilder anstellen kann. *S* ist der zweckmässig gefasste, in unserer Figur nur von der Rückseite

Fig. 54.



sichtbare Hohlspiegel, welcher von einer zwischen der einfachen und der doppelten Brennweite befindlichen Kerze ein verkehrtes vergrössertes Bild auf dem Papierschirm entwirft. Dicht bei der Kerze ist ein kleiner Schirm aufgestellt, welcher verhindert, dass die Strahlen der Kerze direct dahin fallen, wo ihr Bild durch den Spiegel entworfen wird. Nähert man den Schieber mit der Kerze dem Hohlspiegel, so muss man den Schieber mit dem Schirm entfernen, um das Bild wieder deutlich zu machen. Entfernt man die Kerze vom Spiegel, so muss man den Schirm nähern. Wenn die Kerze um mehr als die doppelte Brennweite vom Hohlspiegel absteht, wenn also das Bild dem Spiegel näher steht als der Gegenstand, so muss man entweder den Schirm oder die Kerze seitlich anbringen, damit der Schirm nicht die von der Kerze nach dem Spiegel gehenden Strahlen auffängt.

Je weiter der Gegenstand von dem Hohlspiegel sich entfernt, desto mehr muss sich begreiflicherweise das Bild dem Hauptbrennpunkte nähern, das Bild der gleichsam unendlich weit entfernten Sonne muss also im

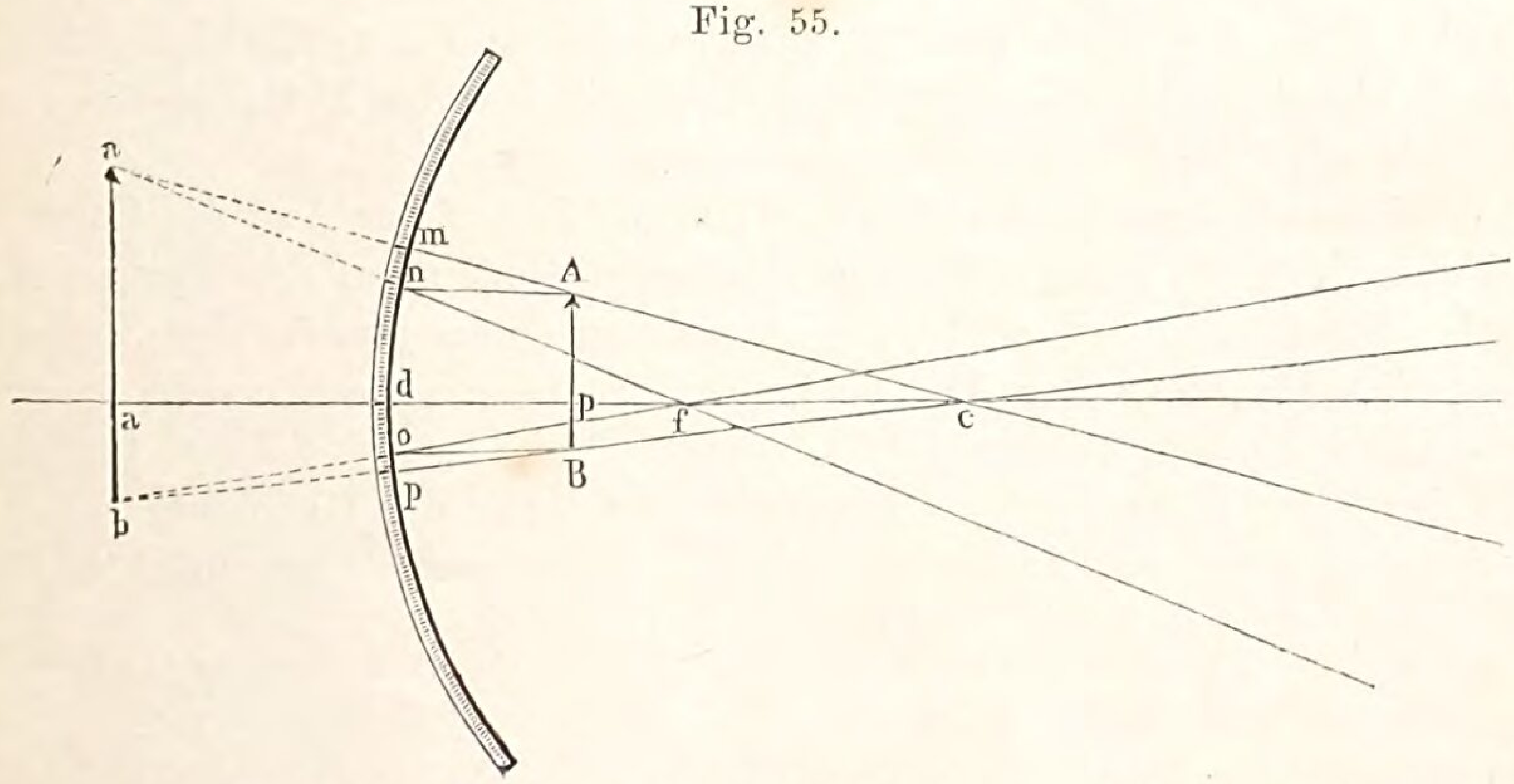
Hauptbrennpunkte selbst liegen, wenn die Hauptaxe des Spiegels nach der Sonne gerichtet ist. Fallen die Sonnenstrahlen schräg, also nicht in der Richtung der Hauptaxe auf, so liegt das Bild natürlich nicht mehr auf derselben, sondern seitwärts auf einer Nebenaxe, welcher nun die Rolle der Hauptaxe zufällt, seine Entfernung von dem Spiegel ist aber stets dem halben Krümmungshalbmesser desselben gleich. Da uns die Sonne unter einem Winkel von ungefähr 30′ erscheint, so muss auch das Sonnenbildchen, vom Krümmungsmittelpunkt C aus gesehen, unter demselben Winkel erscheinen, seine absolute Grösse hängt also von dem Krümmungshalbmesser des Spiegels ab. Im Brennpunkte des grossen Reflectors von Herschel z. B., dessen Krümmungshalbmesser nahe gleich 16 Meter ist, hat das Sonnenbild ungefähr 7 Centimeter Durchmesser; der Durchmesser des Sonnenbildes ist ungefähr 3 Millimeter, wenn der Krümmungshalbmesser des Spiegels 1 Meter ist.

Um den Krümmungshalbmesser eines Hohlspiegels zu finden, braucht man nur zu messen, wie weit das Sonnenbildchen vom Spiegel liegt, denn diese Entfernung doppelt genommen ist ja dem Krümmungshalbmesser des Spiegels gleich.

Die Bilder solcher Gegenstände, welche um mehr als die 100fache Länge des Krümmungshalbmessers vom Spiegel entfernt sind, fallen ohne merklichen Fehler mit dem Brennpunkte zusammen.

Wir haben jetzt die Lage des Bildes nur noch für den Fall zu ermitteln, dass der Gegenstand zwischen dem Spiegel und dem Brennpunkte liegt. Wir haben gesehen, dass alle Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkte ausgehen, der dem Hohlspiegel näher liegt als der Hauptbrennpunkt, so reflectirt werden, als ob sie von einem Punkte hinter dem Spiegel herkämen; in einem solchen Falle kann natürlich kein Sammelbild, sondern nur ein virtuelles Bild entstehen, ein Bild also, welches man nicht auf einem Schirme auffangen kann.

Fig. 55.

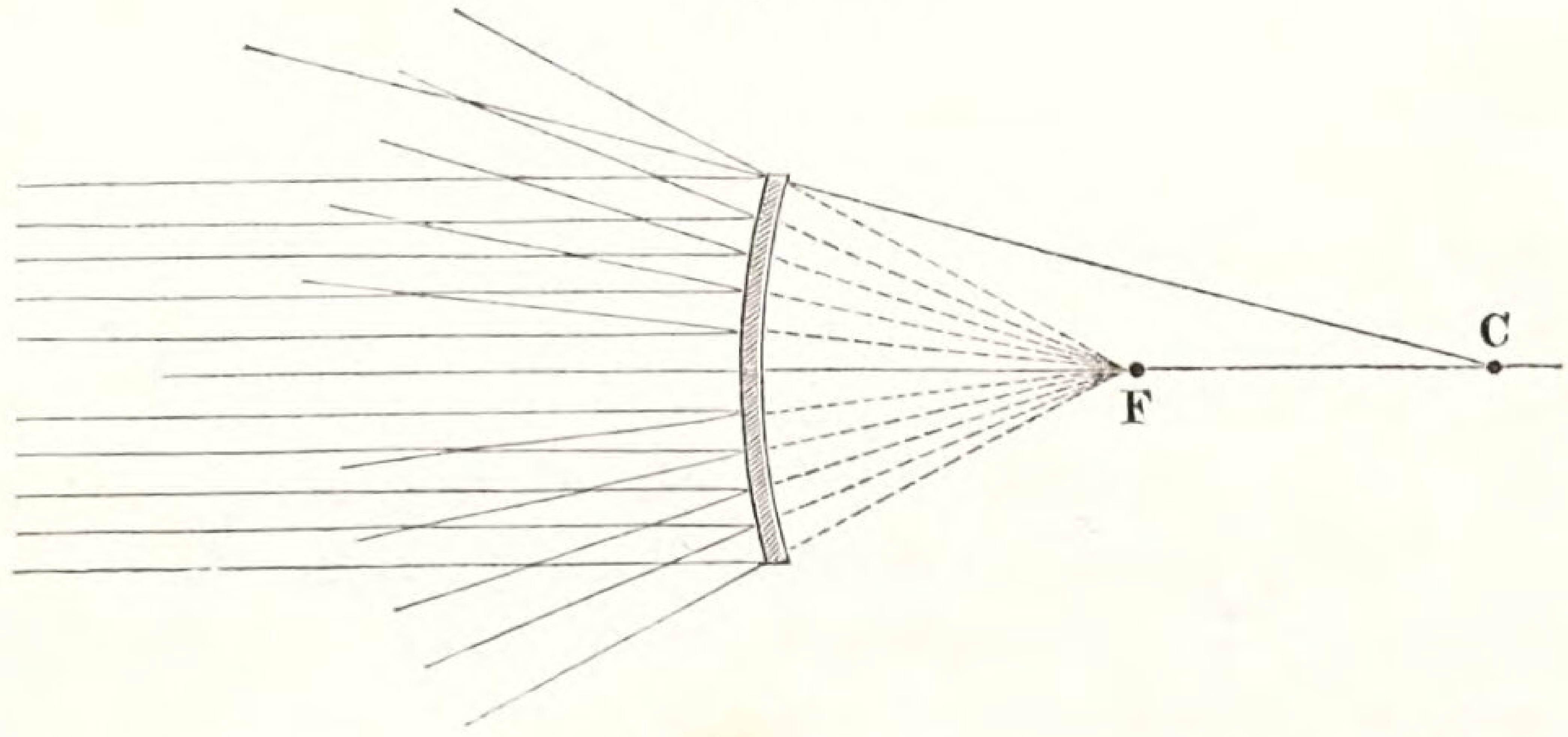


In Fig. 55 sei AB der innerhalb der Brennweite liegende Gegenstand, dessen Bild wir suchen wollen.

Zu diesem Zwecke wiederholen wir in Fig. 55 dieselbe Construction wie in Fig. 53, dabei stellt sich jedoch heraus, dass die Strahlen ein und desselben Punktes sich nach der Reflexion nicht mehr wirklich durchschneiden, sondern divergiren. Die nach rückwärts verlängerten (in der Figur punktirten) Richtungen geben die Durchschnittspunkte a und b, von welchen daher die reflectirten Strahlen auszugehen scheinen. Wenn also der Gegenstand zwischen dem Brennpunkte und dem Spiegel liegt, so fällt sein vergrössertes aufrechtes virtuelles Bild hinter den Spiegel, es verhält sich also, die Vergrösserung abgerechnet, ganz wie die Bilder der ebenen Spiegel. Es nähert sich letzterem von rückwärts, sobald sich der Gegenstand von vorn demselben nähert.

15 **Die Convexspiegel** haben keine wirkliche, sondern nur virtuelle Brennpunkte, d. h. die Strahlen, welche sie treffen, werden nicht in einem Punkte vereinigt, sondern sie divergiren nach der Spiegelung so, als ob sie von einem Punkte hinter dem Spiegel herkämen. Wenn ein Convexspiegel von Strahlen getroffen wird, welche mit der Axe parallel sind, Fig. 56, so liegt für diese der Hauptzerstreuungs-

Fig. 56.



punkt F in der Mitte zwichen dem Spiegel und dem Mittelpunkte C. Der Abstand des Hauptzerstreuungspunktes F von der Mitte des Convexspiegels wird die Zerstreuungsweite genannt.

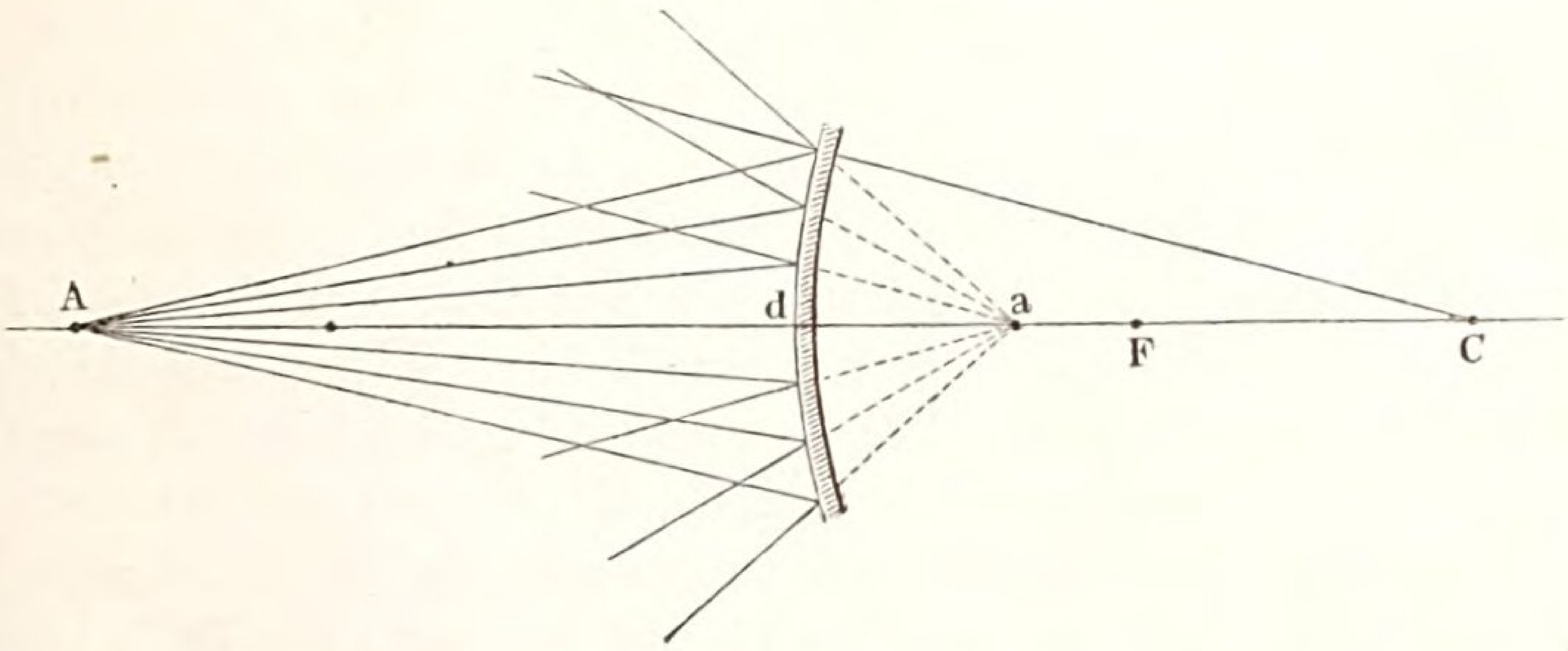
Wenn ein leuchtender Punkt A, Fig. 57, auf der Axe des Convexspiegels liegt, so werden die von ihm ausgehenden auf den Spiegel fallenden Strahlen so reflectirt, als ob sie von einem jenseits des Spiegels liegenden Punkte a der Axe herkämen, welcher zwischen dem Spiegel und dem Hauptzerstreuungspunkt F liegt. Den Abstand h dieses Punktes von der Mitte d des Spiegels kann man mit Hülfe der Gleichung 5) §. 13 berechnen, wenn man in derselben f mit negativem Zeichen einführt. Die Gleichung geht dadurch über in

$$b = - \frac{gf}{g + f} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

b wird hier immer negativ, welchen Werth auch übrigens g haben mag, d. h. wie weit oder nahe auch der leuchtende Punkt A sich vor dem

Convexspiegel befinden mag, so liegt der ihm entsprechende Zerstreuungspunkt a stets hinter dem Spiegel.

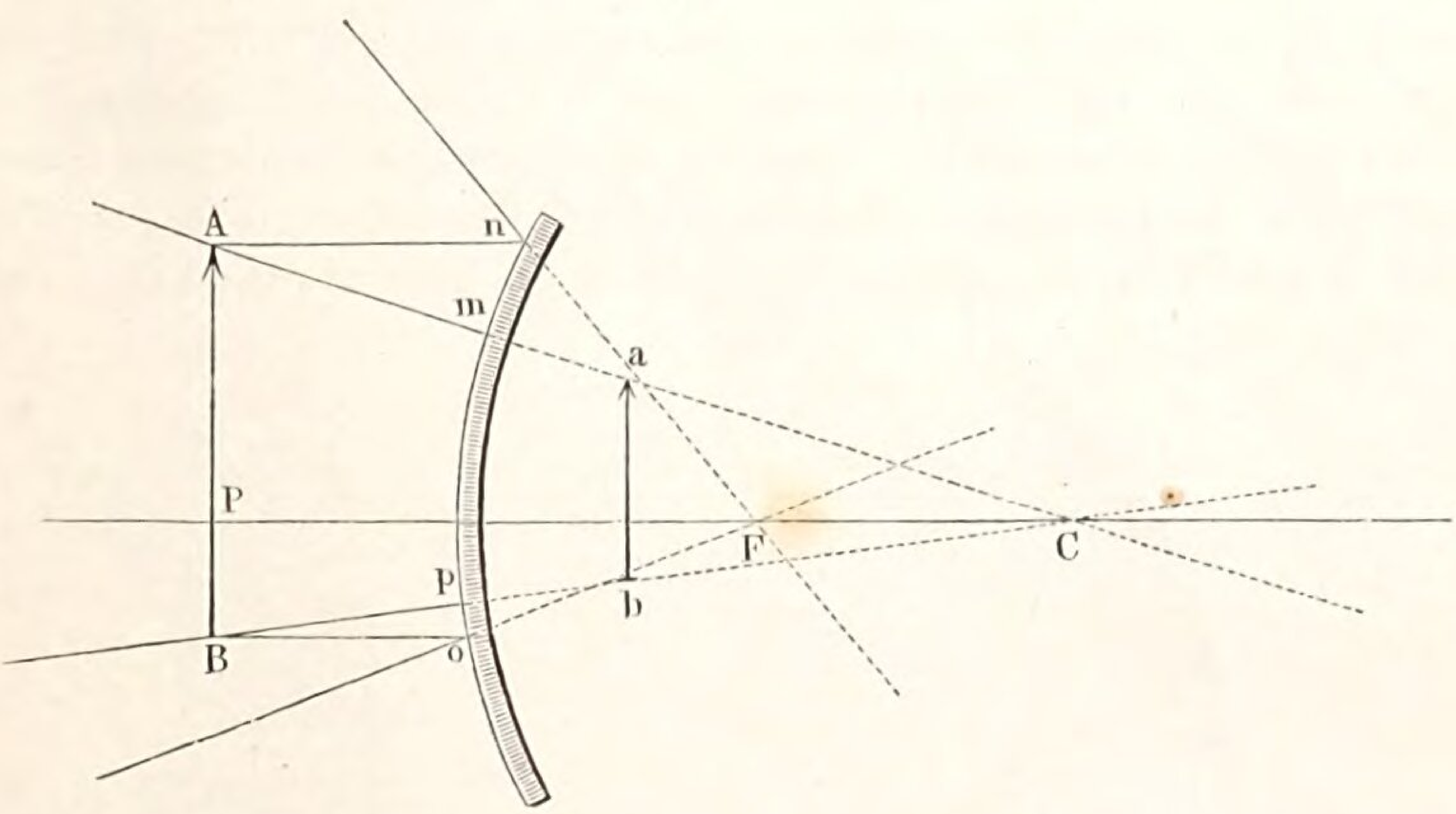
Fig. 57.



Die Lage der Bilder, welche Convexspiegel von Gegenständen entwerfen, die sich vor ihnen befinden, ergibt sich aus folgender Construction.

Es sei AB, Fig. 58, ein vor einem Convexspiegel befindlicher Gegenstand. Ein Strahl, welcher von A in der Richtung AC auf den

Fig. 58.



Spiegel fällt, wird bei m in derselben Richtung zurückgeworfen, in welcher er kam, das Bild von A muss also auf der Linie AC liegen. Ein Strahl, der von A aus parallel mit der Spiegelaxe in n auf den Spiegel trifft, wird so reflectirt, als ob er vom Hauptzerstreuungspunkte F käme; das Bild von A liegt also in dem Durchschnittspunkte a der Linien AC und nF. Alle von A ausgehenden Strahlen werden von dem Convexspiegel so reflectirt, als ob sie von a herkämen.

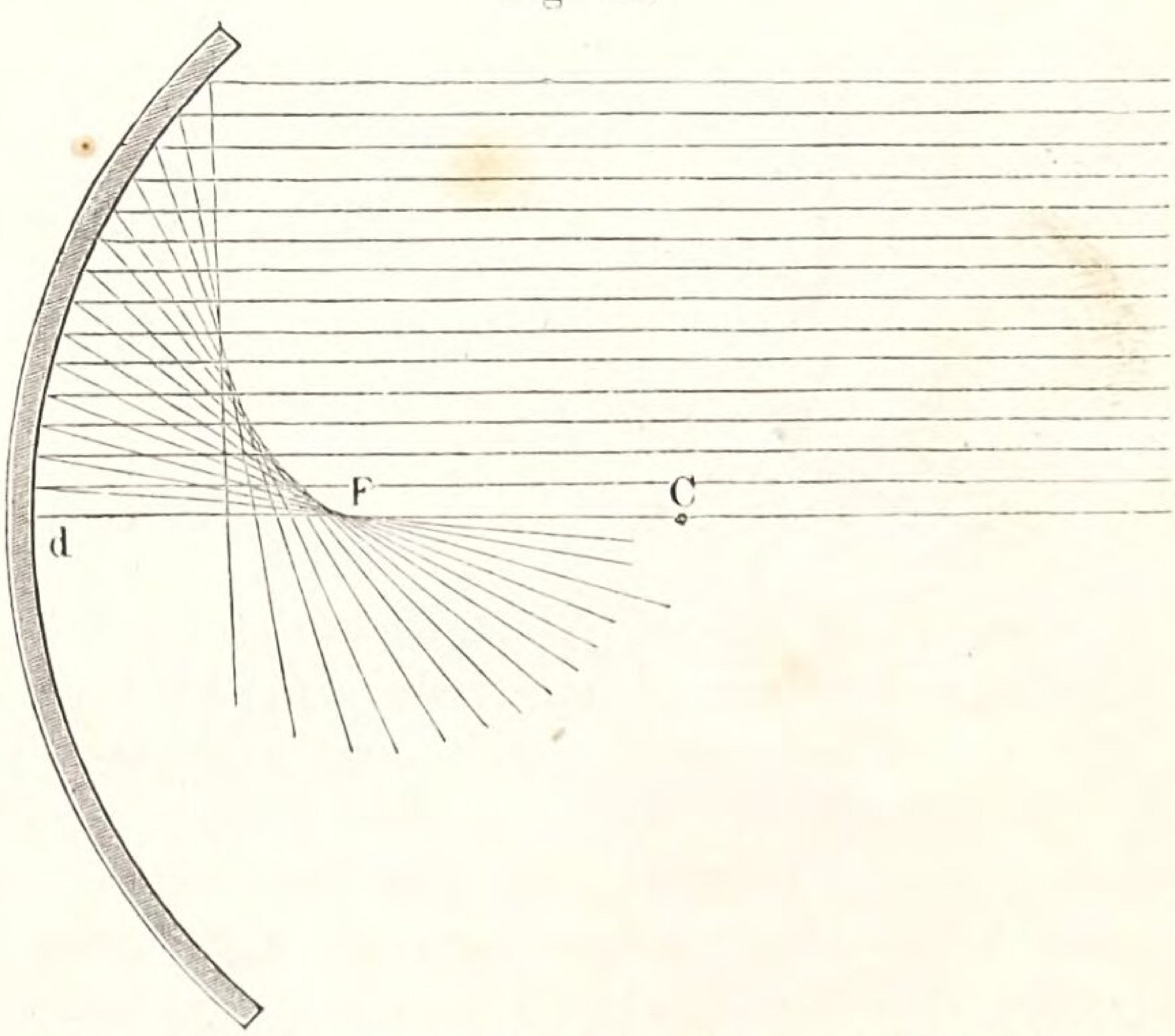
Nachdem man ebenso auch das Bild b des Punktes B gefunden hat, überzeugt man sich leicht, dass man durch Convexspiegel verkleinerte

aufrechte virtuelle Bilder hinter dem Spiegel erhält, welche sich nicht auf Schirmen auffangen lassen.

16 **Von den Brennlinien.** Wir haben bereits in §. 13 gesehen, dass ein von einem Punkt ausgehendes Strahlenbündel, welches einen Hohlspiegel trifft, nur dann durch denselben wieder in einem Punkte vereinigt werden kann, wenn die Krümmung des Spiegels von der Mitte bis zum Rande nicht über gewisse Grenzen hinausgeht; dass solche Strahlen, welche parallel mit der Axe nahe am Rande auf einen stark gekrümmten Spiegel auffallen, nach der Spiegelung die Axe in einem Punkte schneiden, welcher dem Spiegel näher liegt als der Brennpunkt. Dieser Umstand bewirkt, dass solche zu stark gekrümmte Spiegel nur sehr unreine Bilder geben, und man muss, um mit solchen Spiegeln scharfe Bilder zu erhalten, dieselben bis auf den centralen Theil bedecken.

Denken wir uns den ganzen Strahlenkegel, welcher von einem Punkte ausgehend auf einen stark gekrümmten Hohlspiegel fällt, von einer durch die Axe gelegten Ebene durchschnitten, so werden je zwei benachbarte in dieser Ebene liegende Strahlen nach ihrer Reflexion sich in einem Punkte schneiden, welcher nicht auf der Axe des Spiegels liegt und welcher sich um so mehr von dieser Axe entfernt, je weiter der Reflexionspunkt von der Mitte des Spiegels entfernt, d. h. je näher der Punkt, in welchem der einfallende Strahl den Spiegel trifft, dem Rande liegt, wie dies Fig. 59 erläutert. Die auf einander folgenden Durchschnittspunkte je zweier benachbarter in einer Ebene reflectirter Strahlen bilden aber eine krumme durch stärkere Lichtconcentration ausgezeichnete Linie, welche man eine Brennlinie oder eine kaustische Linie nennt.

Fig. 59.



Unsere Figur stellt, um nicht durch zu viele Linien zu verwirren, nur die obere Hälfte der Brennlinie dar, welche durch die Reflexion

eines parallel mit der Axe einfallenden Strahlenbündels entsteht, deren Gipfelpunkt also durch den Brennpunkt F gebildet wird.

Solche Brennlinien kann man leicht auf dem Boden flacher cylindrischer, innen polirter Gefässe beobachten. Am leichtesten lassen sie sich in einem Trinkglase zeigen, welches, bis auf einigen Abstand vom Rande mit Milch oder mit einer anderen trüben Flüssigkeit gefüllt, dem Lichte der Sonne oder einer Kerze ausgesetzt wird. Dieselbe Beobachtung lässt sich auch mit einer Kaffeetasse anstellen.

Denken wir uns die ganze Fig. 59 um ihre Axe dFC umgedreht, so wird durch die Umdrehung der Brennlinie eine kegelartige Oberfläche gebildet, welche den Namen der kaustischen Fläche führt. Eine solche kaustische Fläche wird durch jeden stark gekrümmten Hohlspiegel erzeugt, wenn man ihn gegen die Sonne oder gegen eine andere hinlänglich starke Lichtquelle richtet; man macht sie am besten sichtbar, wenn man auf irgend eine Weise vor dem Spiegel einen dichten Rauch erzeugt.

Um die durch Spiegel (Reflexion) erzeugten kaustischen Flächen von den durch Linsen (Refraction) hervorgebrachten im Namen zu unterscheiden, heisst man die ersteren auch Katakaustiken, letztere Diakaustiken.

Drittes Capitel.

Dioptrik oder die Brechung des Lichtes.

17 **Allgemeine Gesetze der Brechung des Lichtes.** Unter Brechung versteht man die Ablenkung, die Richtungsänderung, welche ein Lichtstrahl erleidet, wenn er aus einem Mittel in ein anderes übergeht. Dass eine solche Ablenkung stattfindet, davon kann man sich leicht durch folgenden einfachen Versuch überzeugen. In Fig. 60 sei vv' ein noch leeres Gefäss, auf dessen Boden man einen schweren Körper, etwa ein Geldstück m legt; man bringt alsdann das Auge an eine solche Stelle a, dass das Geldstück m eben durch den Rand des Gefässes verdeckt erscheint. Wird nun, während das Auge unverändert seine Stellung behält, Wasser in das Gefäss gegossen, so wird das Geldstück alsobald sichtbar und scheint um so höher zu steigen, je mehr der Wasserspiegel steigt. Es ist klar, dass jetzt die Lichtstrahlen nicht in gerader Linie vom Körper m ins Auge gelangen; sie erleiden vielmehr beim Austritt aus dem Wasser eine Richtungsveränderung, wie dies in der Figur angedeutet ist.

Fig. 60.

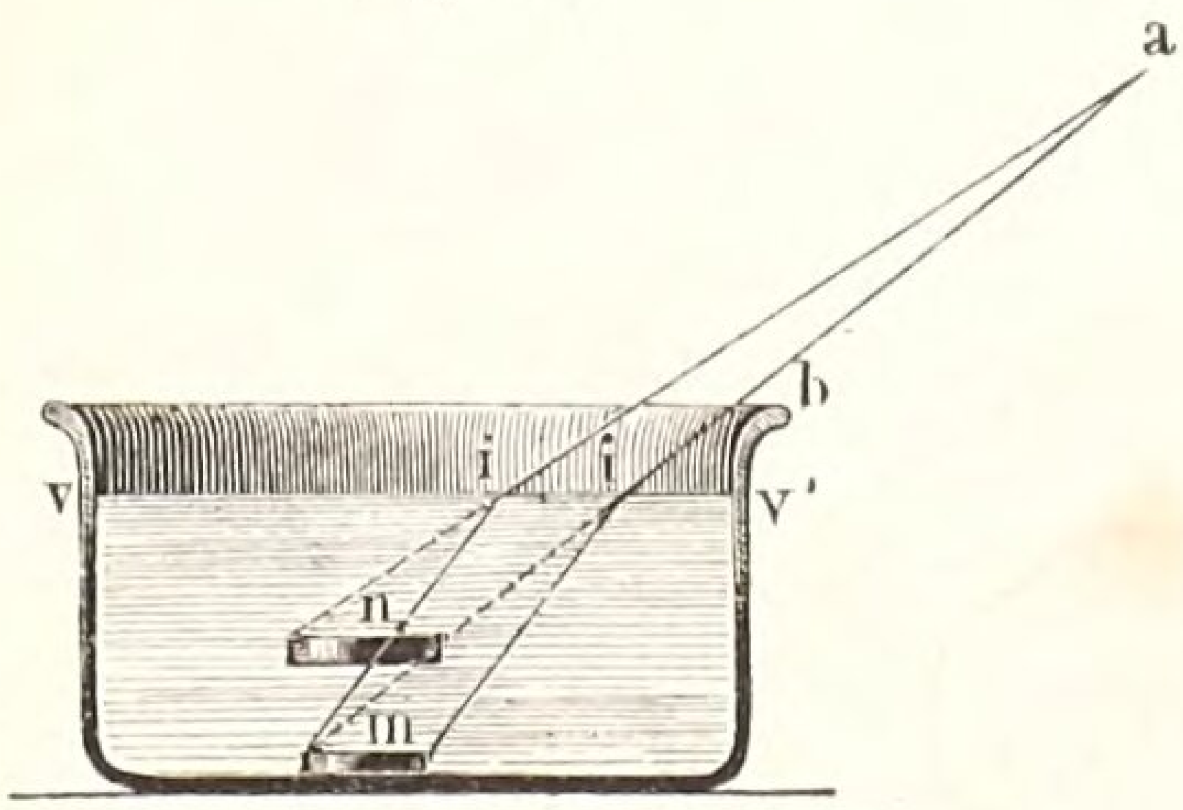
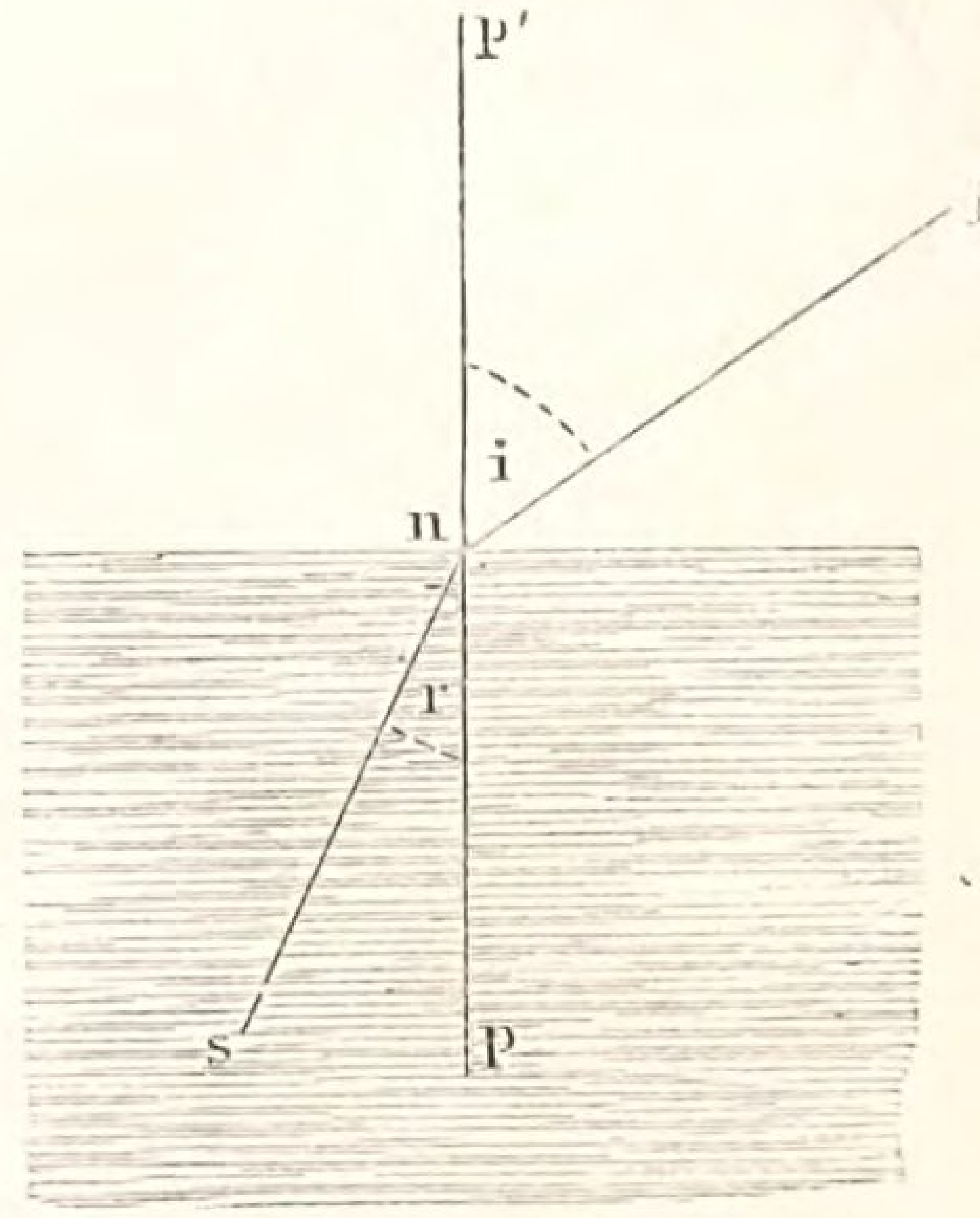


Fig. 61.



Der Einfallswinkel i, Fig. 61, ist bei der Brechung wie bei der Spiegelung der Winkel, welchen der einfallende Strahl ln mit der im Einfallspunkte errichteten Normalen, dem Einfallslothe np', einschliesst.

Der Brechungswinkel ist derjenige, welchen der gebrochene Strahl *ns* mit der Verlängerung *np* des Einfallslothes macht.

Die Einfallsebene ist die durch den einfallenden Strahl und das Einfallsloth, die Brechungsebene die durch den gebrochenen Strahl und das Einfallsloth gelegte Ebene. Gewöhnlich entsteht aus einem einfallenden Strahl auch nur ein gebrochener; doch giebt es Körper, wie Kalkspath, Bergkrystall u. a., welche die Eigenschaft haben, jeden einfallenden Strahl in zwei gebrochene zu spalten. Diese Erscheinung der doppelten Brechung hängt mit der Polarisation des Lichtes zusammen, welche wir später betrachten werden. Vor der Hand beschäftigen wir uns nur mit den Gesetzen der einfachen Brechung. Diese Gesetze sind folgende:

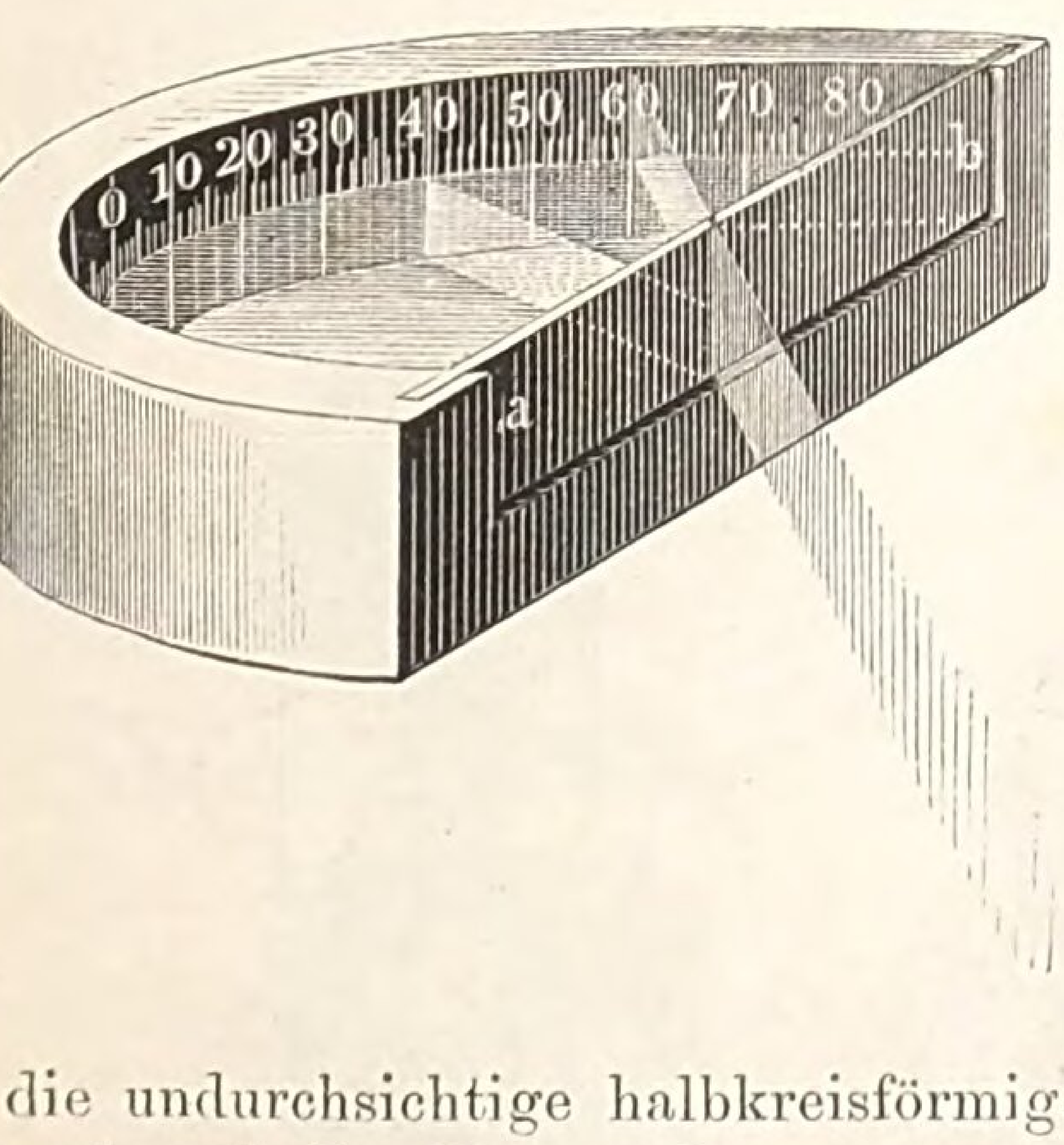
1) Die Brechungsebene fällt mit der Einfallsebene zusammen.

2) Der Sinus des Brechungswinkels steht zum Sinus des Einfallswinkels in einem constanten Verhältnisse, welches von einer brechenden Substanz zur anderen variirt.

Der erste dieser beiden Sätze bietet keine Schwierigkeiten, der zweite lässt sich durch den von Joh. Müller zu diesem Zweck construirten Apparat, Fig. 62, nachweisen.

Ein zwei bis drei Zoll hohes Gefäss ist auf der einen Seite durch eine ebene Glasfläche *ab*, ausserdem aber durch eine halbkreisförmige verticale Wand begrenzt. Die Glasfläche ist bis auf einen in ihrer Mitte befindlichen verticalen Streifen von 1 bis 2 Millimeter Breite mit undurchsichtigem Papier zugeklebt oder angestrichen; die halbkreisförmige Rückwand ist im Inneren mit einer Gradtheilung versehen, deren Nullpunkt dem durchsichtigen Streifen, den wir kurz als Spalt bezeichnen wollen, gerade gegenüber liegt.

Fig. 62.



V. v. Lang hat diesen Apparat dadurch verbessert, dass er die undurchsichtige halbkreisförmige Wand durch eine mattgeschliffene eingetheilte Glaswand ersetzte, welche einer grössern Anzahl von Beobachtern den gleichzeitigen Anblick des Experimentes gestattet. Das Gefäss wird ungefähr bis zur Hälfte mit Wasser gefüllt.

Bringt man nun ein Kerzenlicht in einiger Entfernung gerade vor den Spalt, so werden die durch denselben einfallenden Lichtstrahlen gerade den Nullpunkt der Theilung treffen. Bringt man aber das Licht

auf die Seite, so werden die Lichtstrahlen, welche durch den Spalt in das Gefäss eindringen, im oberen und unteren Theil nicht an derselben Stelle die Rückwand treffen. Der Theil des Lichtbündels, welcher im oberen Theile des Spaltes eindringt, setzt seinen Weg in gerader Linie fort, während die untere Hälfte des Lichtbündels beim Eintritt in das Wasser eine andere Richtung erhält und also auch an einer anderen Stelle die Rückwand trifft.

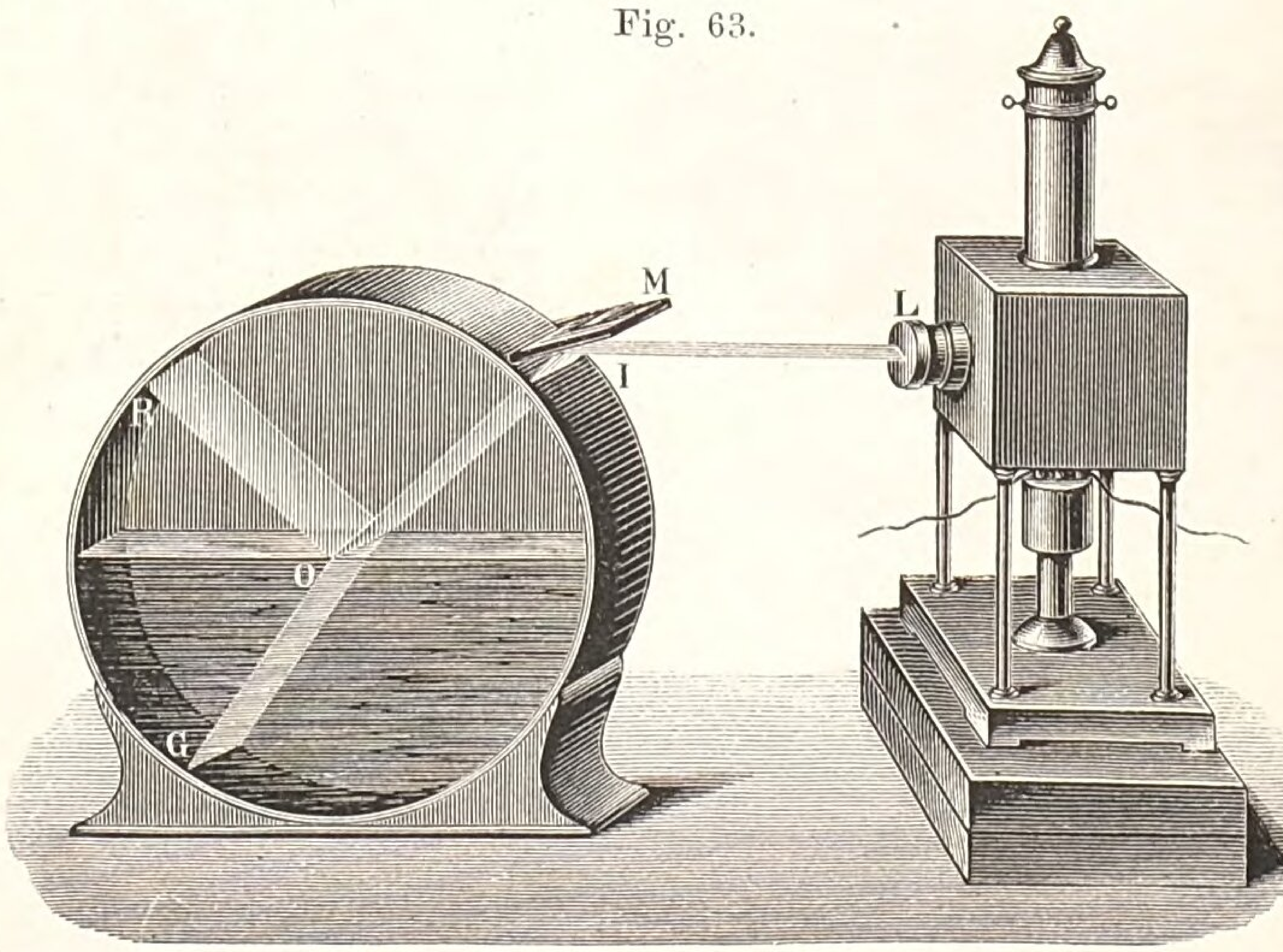
Nehmen wir an, man habe die Lichtquelle soweit auf die Seite gerückt, dass das durch die obere Hälfte des Spaltes einfallende Licht gerade den Theilstrich 60 trifft, wie dies in unserer Figur dargestellt ist, so wird der untere Theil des Lichtbündels bei seinem Eintritt in das Wasser nach einem Punkte der Rückwand abgelenkt, welcher 40^0 weit vom Nullpunkte absteht.

Hätte die Lichtquelle so gestanden, dass durch die obere Hälfte des Spaltes der Theilstrich 30 beleuchtet worden wäre, so würde das im Wasser gebrochene Lichtbündel bei 22^0 die Rückwand getroffen haben.

Wäre das Licht durch die obere Hälfte des Spaltes, also stets in gerader Richtung fortgehend, auf 15^0 gefallen, so würde gleichzeitig der gebrochene Strahl auf $11^1/_5$ Grad gefallen sein.

Recht schön lässt sich dieser Versuch in einem dunklen Zimmer mit Sonnenstrahlen anstellen, welche, von einem Heliostat kommend, in horizontaler Richtung durch eine Oeffnung im Fensterladen eintreten. Da man hier die Lichtquelle nicht verschieben kann, so muss der Apparat, Fig. 62, in verschiedene Stellungen gegen die einfallenden Strahlen gebracht werden.

Fig. 63.



Für ein grösseres Auditorium hat wohl der in Fig. 63 abgebildete, von J. Tyndall benutzte Apparat den Vorzug. Ein flaches horizontales Bün-

del Lichtstrahlen, wie es einer horizontalen Spalte des Lichteinlassapparates oder der später zu beschreibenden Laterna magica entströmt, tritt nach der Reflexion vom Spiegel M durch die Spalte L in das cylindrische Gefäss, dessen Vorderwand aus Glas ist und welches bis zur halben Höhe mit Wasser gefüllt wurde. Um den Weg der gebrochenen Lichtstrahlen im Wasser sichtbar zu machen, trübt man letzteres mit etwas Milch, oder alkoholischer Harzlösung, oder nach Mach durch Zusatz einer fluorescirenden Flüssigkeit (Aufguss von Kastanienrinde). Will man auch die Richtung der reflectirten Strahlen ersichtlich machen, so bläst man Rauch in den Luftraum über dem Wasser. Durch Drehen der Trommel in ihrem Fuss lässt sich der Einfallwinkel verändern.

Der beschriebene Apparat stimmt im Wesentlichen mit einem schon früher (Carl's Rep. VII, 1871) von Prof. Mach beschriebenen überein, von welchem wir hier Abbildungen und kurze Beschreibung geben.

Ein gusseisernes Stativ A (Fig. 64 und 65) trägt ein cylindrisches Glasgefäss B, dessen Rückseite durch die eiserne Platte c verschlossen

Fig. 64.

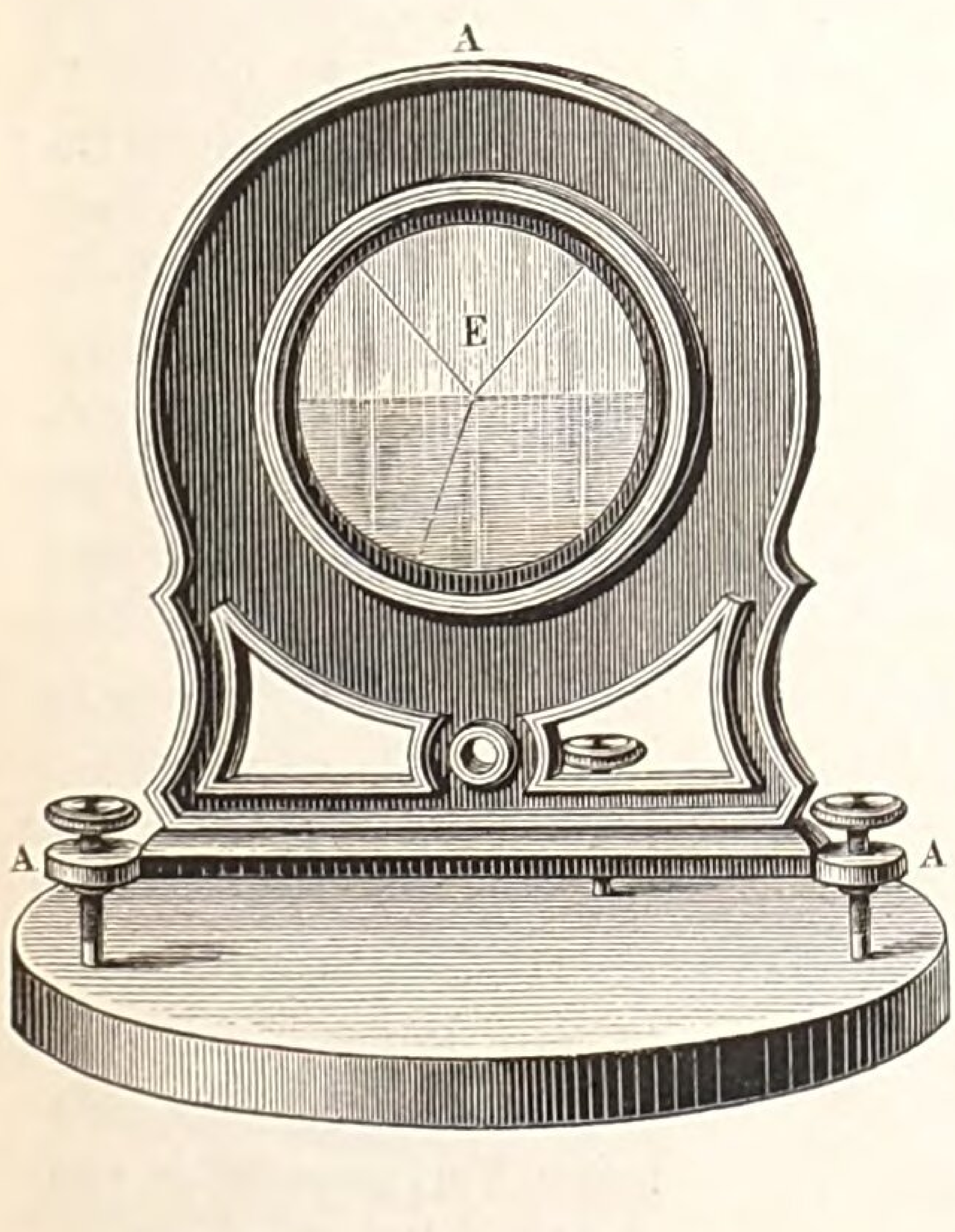
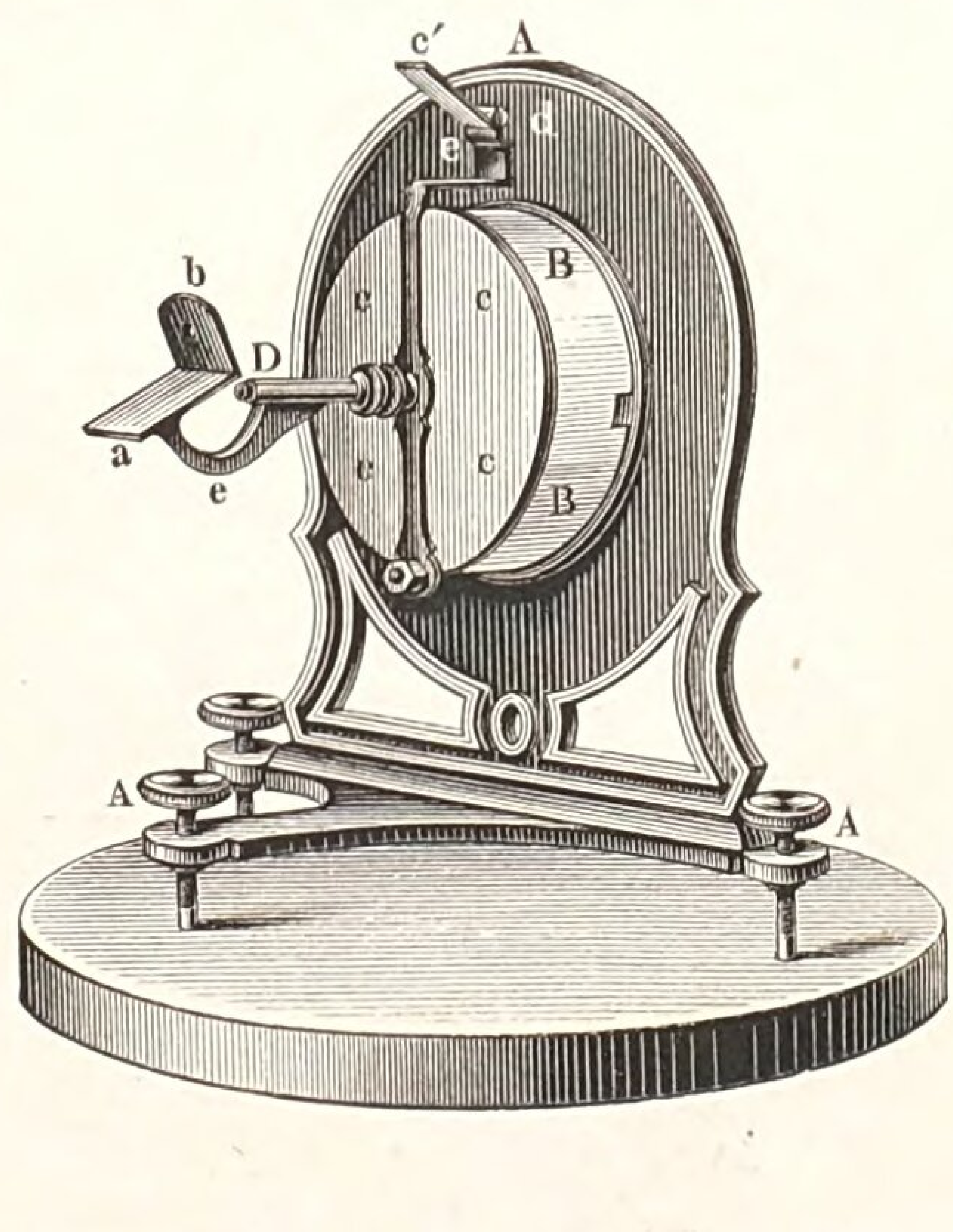


Fig. 65.

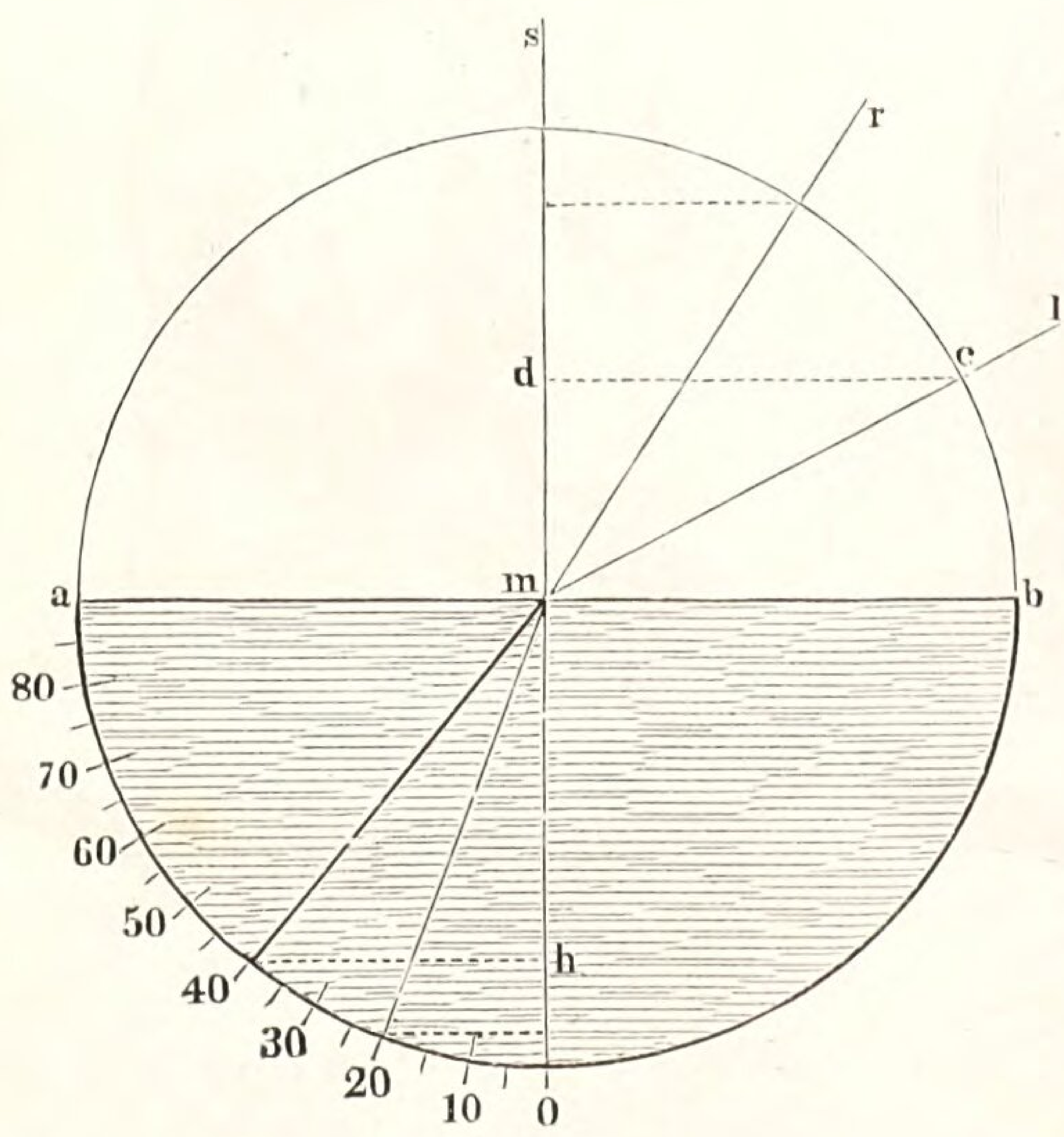


ist, während die Vorderseite durch eine abschraubbare Glasplatte E gebildet wird. An der Hinterseite ist die Axe D mit dem drehbaren Metallstück ee und den zwei verstellbaren Spiegeln a und c' befestigt. Das Gefäss hat an der Oberseite zwei Lücken zum Eingiessen von Flüssigkeit und zum Entweichen der Luft. Am Boden ist eine verschliessbare Oeffnung zum Ablassen der Flüssigkeit. Als Flüssigkeit empfiehlt Mach Petroleum, welches wie jede fluorescirende Substanz den Weg der Lichtstrahlen sehen lässt; man füllt damit das Gefäss B bis zur Hälfte; den

darüber stehenden Raum bläst man mit Tabacksrauch voll. Man stellt nun zunächst den Spiegel *a* so, dass bei der Drehung des Metallstückes *ee* um die Axe *D* die Bilder unbeweglich erscheinen, der Spiegel steht dann senkrecht zu dieser Axe. Hierauf stellt man den ganzen Apparat so gegen ein horizontales Bündel Sonnenstrahlen, dass letzteres in sich selbst zurückreflectirt wird. Nun dreht man den Spiegel *a* so, dass das Licht durch die Oeffnung *b* nach dem Spiegel *c'* und von dort nach der Mitte des Gefässes *B* reflectirt wird. Um beliebige Einfallswinkel hervorzubringen, braucht man dann nur das Stück *ee* zu drehen. Von vorne sieht man dann durch die Glasplatte *E* sowohl den einfallenden, als den gebrochenen und den reflectirten Lichtstrahl. Auch die totale Reflexion, auf die wir gleich nachher zu sprechen kommen, lässt sich gut demonstriren. Füllt man den Apparat mit einer fluorescirenden wässerigen Lösung und giesst darüber eine Schichte Petroleum, so kann man die Wirkung planparalleler Platten zeigen. Einen ganz ähnlichen Apparat haben jüngst Terquem und Trannin (Mémoires de la Société des Sciences... de Lille 1876) beschrieben.

In Fig. 66 stelle der Halbkreis *aob* die cylindrische kreisförmige Wand des Gefässes und *ab* die Flüssigkeitsoberfläche von vorn gesehen dar. Der Spalt ist bei *c*. Wenn nun die Linie *lm* so gerichtet ist, dass ihre Verlängerung die Theilung bei 60° trifft, so ist *lm* die Richtung des einfallenden Strahles für den ersten der drei oben erwähnten Versuche, die Linie aber, welche von *m* nach 40° geht, stellt für diesen Fall den gebrochenen Strahl dar.

Fig. 66.



Denken wir uns bei *m* ein Perpendikel *ms* errichtet, so ist dies und seine Verlängerung *mo* das Einfallsloth; der Einfallswinkel *lms* ist hier 60°, der entsprechende Brechungswinkel ist 40°.

Fällt man von *c* das Perpendikel *dc* auf das Einfallsloth, ein zweites Perpendikel aber vom Theilstrich 40 nach *h*, so verhalten sich diese beiden Perpendikel bei Wasser nahe wie 4 zu 3.

Wenn der einfallende Strahl *rm* einen Winkel von 30° mit dem Einfallslothe macht, so ist der entsprechende Brechungswinkel 22°. Fällt

man nun von dem Punkte, wo der einfallende Strahl rm den Kreis schneidet, und vom Theilstrich 22 Perpendikel auf das Einfallsloth, so verhalten sich diese wieder wie 4 zu 3.

Hätte man das Resultat des letzten Versuches, nach welchem zum Einfallswinkel 15^0 der Brechungswinkel $11^1/_5$ gehört, ebenso construirt, so hätte man in Beziehung auf jene Perpendikel dasselbe Resultat gefunden, dass sie sich nämlich verhalten wie 4 zu 3.

In welcher Richtung auch der einfallende Strahl die Wasserfläche treffen mag, so wird er doch so gebrochen, dass, wenn man von den Punkten, in welchen der einfallende und der gebrochene Strahl einen um den Einfallspunkt gezogenen Kreis schneiden, Perpendikel auf das Einfallsloth fällt, diese Perpendikel sich stets verhalten wie 4 zu 3.

Wenn der Halbmesser des Kreises Fig. 66 zur Einheit genommen wird, so ist die in dieser Einheit ausgedrückte Länge des Perpendikels dc der Sinus des Winkels dmc, also der Sinus von 60^0. Das von dem Theilpunkte 40 auf das Einfallsloth gefällte Perpendikel ist aber der Sinus von 40^0. Nach dieser Bezeichnung kann man das Brechungsgesetz so ausdrücken:

Beim Uebergange aus Luft in Wasser wird ein Lichtstrahl in solcher Weise abgelenkt, dass sich der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels stets verhält wie 4 zu 3.

Macht man ähnliche Versuche mit anderen Substanzen, so findet man, dass der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels immer in einem constanten Verhältniss steht. Die Zahl, welche angiebt wie viel mal beim Uebergang aus einer Substanz M in eine andere Substanz M' der Sinus des Einfallswinkels grösser ist, als der Sinus des Brechungswinkels wird der relative Brechungsquotient für die Substanzen M und M' genannt. Insofern man sich unter der ersten Substanz M Luft denkt, was der häufigste Fall ist, nennt man auch den relativen Brechungsquotienten für Luft und Substanz M' schlechthin den Brechungsquotienten der Substanz M'. (Statt Brechungsquotient sind auch die Bezeichnungen Brechungsexponent, oder Brechungsindex gebräuchlich.)

Die folgende Tabelle enthält die Brechungsquotienten mehrerer Substanzen:

Aether	1·36
Alkohol	1·37
Anisöl	1·57
Balsam Canada	1·53
Benzol	1·50
Bergkrystall	1·56
Cassiaöl	1·64
Crownglas (bleifreies Kieselsäure-Kali-Kalkglas)	1·53 bis 1·63

Diamant	2·47
Flintglas (bleihaltiges Glas)	1·62 bis 1·79
Glas, gemeines	1·53
Schwefelkohlenstoff	1·67
Terpentinöl	1·48
Wasser	1·34.

Weiter unten werden wir genauere Methoden zur Bestimmung der Brechungsquotienten kennen lernen.

Die Richtung des gebrochenen Strahls lässt sich dem Brechungsgesetz entsprechend durch eine einfache Construction bestimmen, wenn die Richtung des einfallenden Strahls und der Brechungsquotient bekannt sind, wie dies durch Fig. 67 erläutert wird, welche sich auf den Uebergang eines Lichtstrahls aus Luft in Glas bezieht. In dem Punkte a, in welchem der einfallende Strahl ba die Wasserfläche AB trifft, errichtet man das Perpendikel CD, das Einfallsloth, trägt dann auf AB nach der Seite des einfallenden Strahls hin mit beliebigem Maassstab die Länge $ad = 3$, nach der anderen Seite aber $af = 2$ auf (den Brechungsquotienten aus Luft in Glas gleich $^3/_2$ angenommen) und errichtet in d ein Perpendikel, welches den einfallenden Strahl in g schneidet.

Wird nun ferner mit dem Radius ag ein Kreis beschrieben und durch den Punkt h, in welchem derselbe das in f errichtete Pendel trifft, eine Linie nach a gezogen, so ist diese Linie ca die Richtung des gebrochenen Strahls.

Nach derselben Methode ist in Fig. 68 die Richtung des aus Wasser in Luft austretenden Strahles ac construirt, welcher sich innerhalb des

Fig. 67.

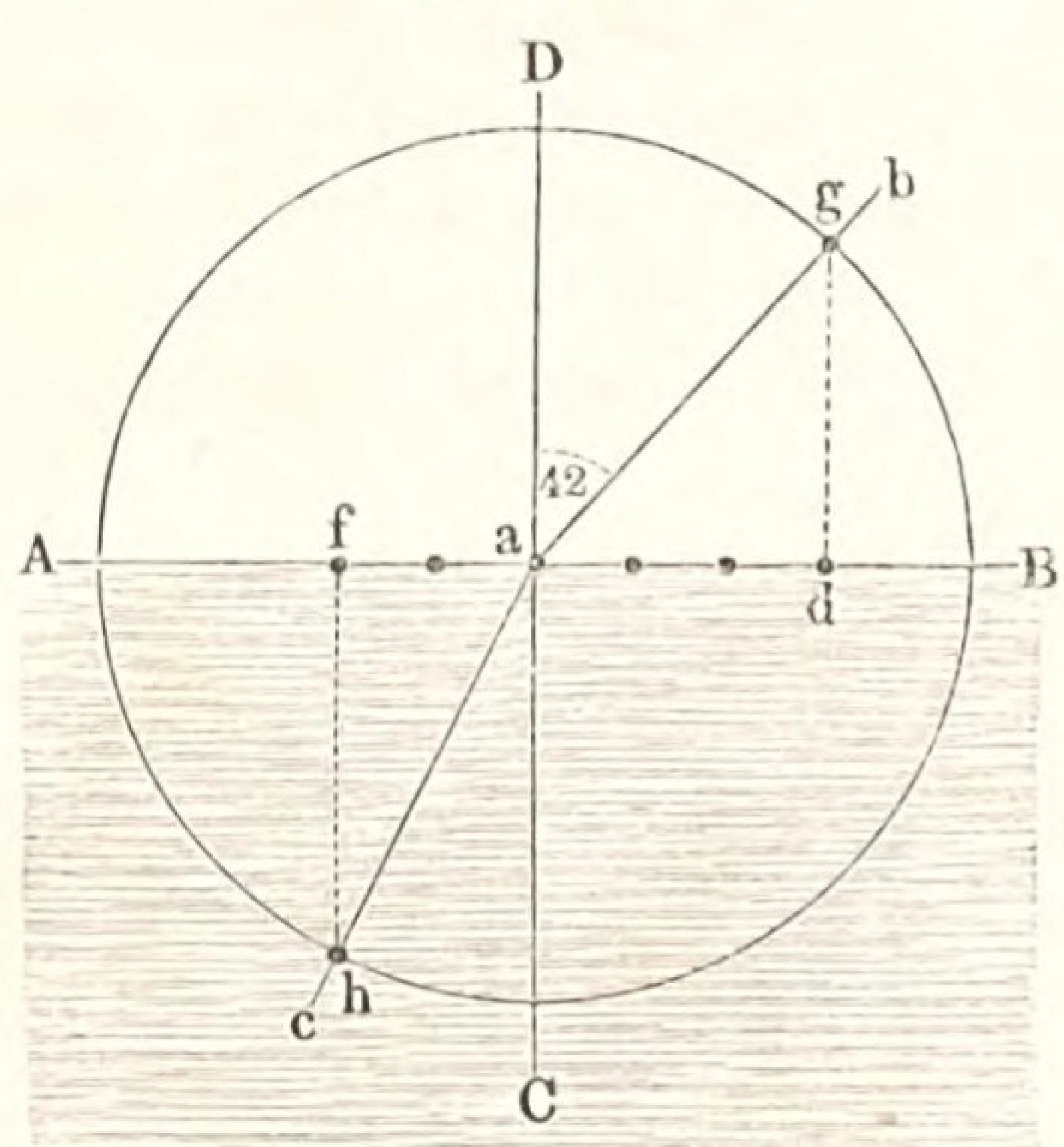
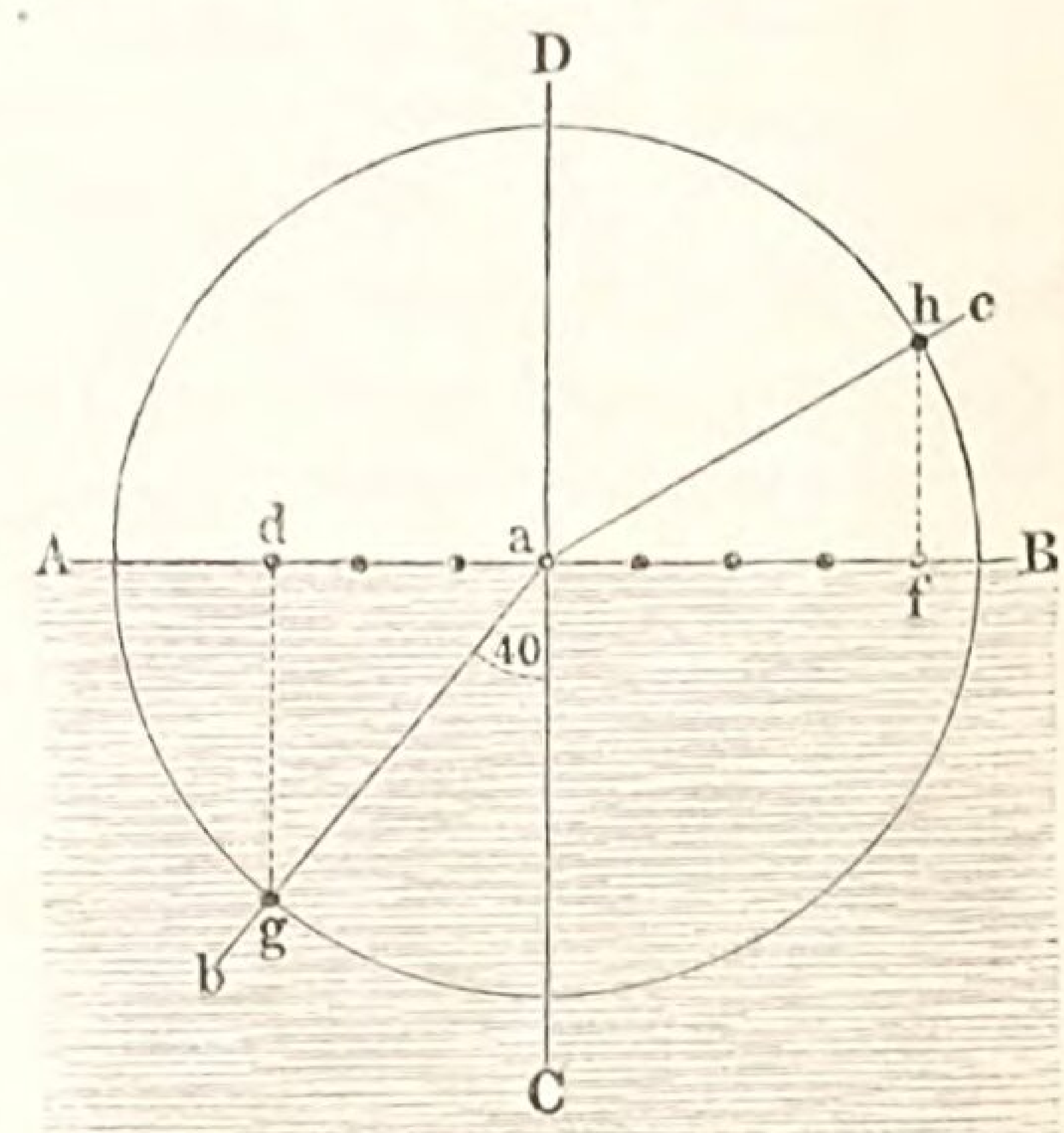


Fig. 68.



Wassers in einer Richtung ba fortpflanzt, die einen Winkel von 40° mit dem Einfallslothe macht.

Fig. 69 und 70 erläutern eine andere Methode für die Construction des gebrochenen Strahls.

Fig. 69 bezieht sich auf die Brechung beim Uebergang aus Luft in

Glas (Brechungsquotient $^3/_2$), und zwar ist der Werth des Einfallswinkels = 65°.

Nachdem das Einfallsloth *CD* und die Richtung des einfallenden Strahls *ab* gezogen sind, werden auf dem letzteren nach beliebigem Maassstab zwei Stücke *ad* und *af* aufgetragen, welche sich verhalten wie der Sinus des Brechungswinkels zum Sinus des Einfallswinkels, in

Fig. 69.

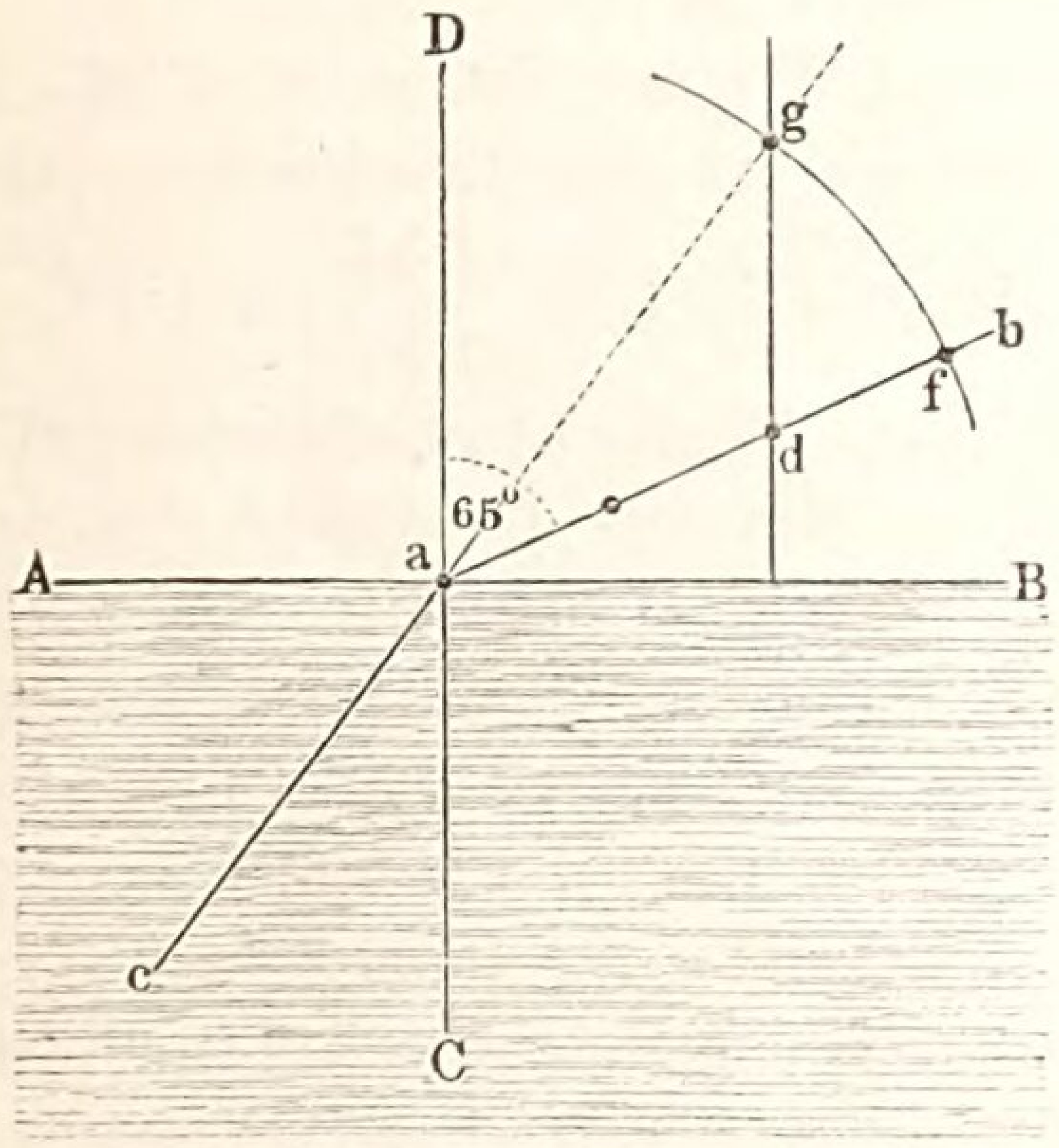
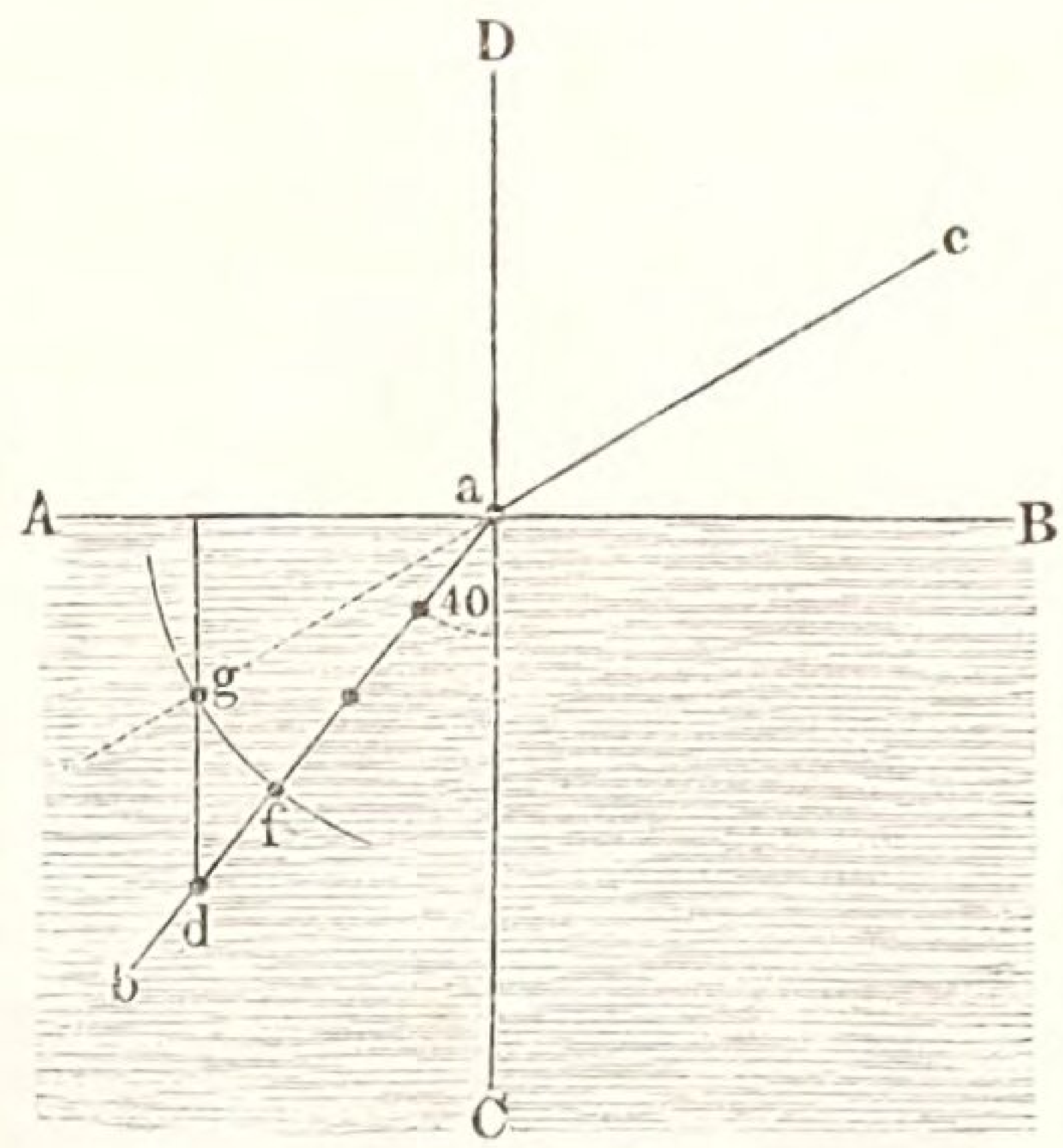


Fig. 70.



unserem Fall also wie 2 zu 3. Durch *d* wird nun eine Linie parallel mit dem Einfallsloth, also rechtwinklig zu *AB* und um *a* mit dem Halbmesser *af* ein Kreisbogen gezogen, welcher das durch *d* gezogene Perpendikel in *g* schneidet. Die Linie *ac* nun, welche die Verlängerung von *ga* ist, ist die Richtung des gebrochenen Strahls.

Der Beweis für die Richtigkeit dieses Verfahrens ist leicht zu führen. In dem Dreieck *adg* verhalten sich die Sinus der Winkel *agd* und *adg* wie *ad* zu *ag*, also wie 2 : 3; *agd* ist aber dem Brechungswinkel *caC* gleich; *adg* aber ist der Nebenwinkel von *gdb*, welcher selbst gleich ist dem Einfallswinkel *Dab*. Wir haben also $sin\, caC : sin\, Dab = 2 : 3$, wodurch die Richtigkeit der Construction bewiesen ist.

Nach dieser Methode ist in Fig. 70 die Richtung des aus Wasser in Luft austretenden Strahls *ac* construirt, wenn der im Wasser sich fortpflanzende Strahl *ba* einen Winkel von 40° mit dem Einfallslothe macht.

Der mathematische Ausdruck des Brechungsgesetzes ist die Gleichung

$$\frac{sin\ i}{sin\ r} = n \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

wenn *i* den Einfallswinkel, *r* den Brechungswinkel und *n* den Brechungsquotienten bezeichnet.

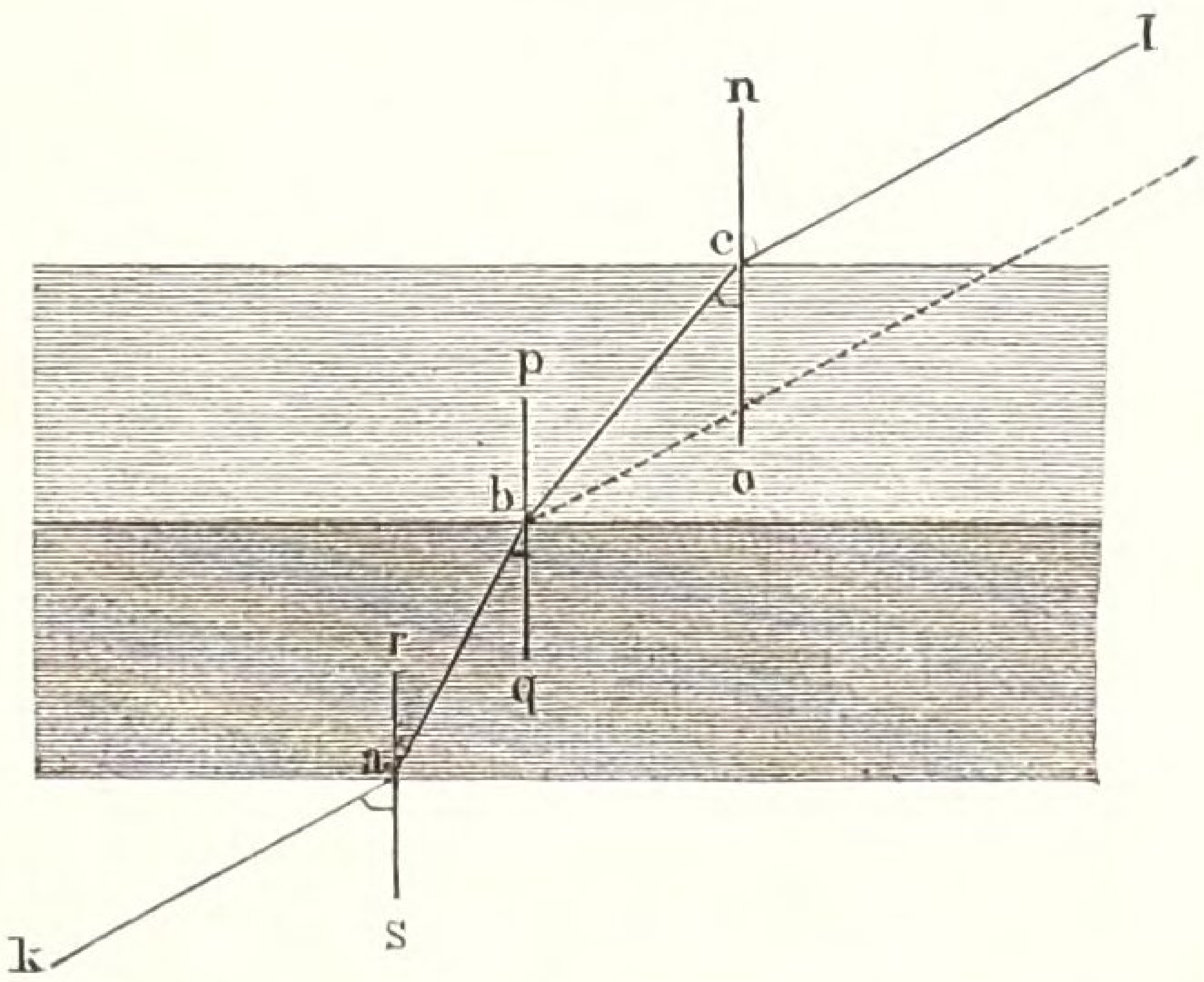
Nach Gleichung 1) lässt sich stets die Richtung des gebrochenen Strahls durch Rechnung finden, wenn die des einfallenden Strahles gegeben ist.

Das Verdienst der Entdeckung des Brechungsgesetzes gebührt einem niederländischen Gelehrten, Snellius; doch wurde es zuerst von Cartesius bekannt gemacht, der vorher die Papiere des Snellius gesehen hatte.

Wenn n der Brechungsquotient ist für den Uebergang eines Lichtstrahls aus Luft in ein Medium M, n' der Brechungsquotient für den Uebergang aus Luft in ein Medium M', so ist $\frac{n'}{n}$ der Brechungsquotient für den Uebergang des Lichtstrahls aus M in M'.

Der Brechungsquotient für Luft und Wasser ist $n = 1{\cdot}34$; für Luft und Glas ist er $n' = 1{\cdot}53$; demnach ist der Brechungsquotient für den Uebergang eines Strahles aus Wasser in Glas $\frac{1{\cdot}53}{1{\cdot}34} = 1{\cdot}14$.

Fig. 71.



Die Richtigkeit dieses Satzes folgt aus der Thatsache, dass, wenn man zwei parallele Platten ungleich stark brechender Substanzen, Fig. 71, aufeinanderlegt, ein auf der einen Seite eintretender Lichtstrahl lc, nachdem er beide Platten durchlaufen hat, in einer Richtung ak wieder in die Luft austritt, welche der Richtung des eintretenden Strahles lc parallel ist. Wenn nun n und n' die Brechungsquotienten des ersten und des zweiten Mittels für Luft sind, so hat man:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n$$

und

$$\frac{\sin i'}{\sin r'} = n',$$

wenn

$$\begin{aligned} i &= \text{Winkel } lcn, \\ r &= \text{Winkel } ocb = pbc, \\ r' &= \text{Winkel } qba = rab, \\ i' &= \text{Winkel } sak \end{aligned}$$

ist.

Da nun aber $i = i'$, so folgt:

$$\frac{\sin r}{\sin r'} = \frac{n'}{n}.$$

Demnach ergiebt sich für den Werth des Brechungsquotienten bei dem Uebergang aus Wasser in

Benzol	1·12
Schwefelkohlenstoff . . .	1·22

Wenn n grösser als 1 ist, so ist $\sin i > \sin r$, also auch $i > r$, durch die Brechung wird also der Strahl dem Einfallslothe genähert, das zweite Mittel ist stärker brechend als das erste.

Wenn n kleiner ist als 1, so ist auch $i < r$; der gebrochene Strahl entfernt sich also vom Einfallsloth, in diesem Falle ist das zweite Mittel das schwächer brechende.

Man drückt dies gewöhnlich dadurch aus, dass man sagt, der Strahl wird dem Einfallslothe genähert oder von demselben entfernt, je nachdem er aus einem dünneren in ein dichteres Mittel übergeht, oder umgekehrt. Diese Ausdrucksweise ist aber nicht streng richtig, weil es oft vorkommt, dass ein weniger dichtes Mittel doch stärker brechend ist; so ist z. B. das specifische Gewicht des Wassers grösser als das specifische Gewicht des Benzols, und doch kommt dem Benzol der grössere Brechungsquotient zu. Man gebraucht deshalb manchmal die Ausdrucksweise, das zum Einfallslothe brechende Medium sei das optisch dichtere.

Totale Reflexion. Wenn der einfallende Strahl mit dem Einfallslothe zusammenfällt, so ist dies auch für den gebrochenen Strahl der Fall, denn wenn $i = 0$, so ist auch $r = 0$, d. h. mit anderen Worten, wenn ein Strahl rechtwinklig auf die brechende Fläche trifft, so setzt der Strahl ohne Ablenkung seinen Weg fort. 18

Der grösste Werth, welchen der Einfallswinkel haben kann, ist 90^0, und da $\sin 90 = 1$, so geht für diesen Fall Gleichung 1) auf S. 67 über in

$$\frac{1}{\sin r} = n$$

oder

$$\sin r = \frac{1}{n}.$$

Der sich aus dieser Gleichung ergebende Werth von r wird der Gränzwinkel genannt. Der Sinus des Gränzwinkels ist also gleich dem Brechungsquotienten für den Uebergang des Lichtes aus dem stärker brechenden in das schwächer brechende Medium. Für Luft und Wasser ist $n = \frac{4}{3}$, also $\frac{1}{n} = \frac{3}{4} = 0{\cdot}75$; nun ist aber $0{\cdot}75 = \sin(48^0\,35')$, mithin ist für Luft und Wasser $48^0\,35'$, genauer $48^0\,47'$, der Gränzwinkel. Beim Uebergang in Luft ist der Werth des Gränzwinkels für

Alkohol	$46^0\,52'$
Benzol	41 48
Crownglas	40 49
Flintglas	37 36
Schwefelkohlenstoff . . .	36 31
Diamant	23 53

Ist nämlich der Brechungsquotient für den Uebergang aus Luft in ein Medium $M = n$, so ist $\frac{1}{n}$, der Brechungsquotient für den Uebergang aus M in Luft, gleich dem Sinus des Gränzwinkels.

Hat man es statt mit Luft mit zwei anderen Medien zu thun, so rechnet man den Gränzwinkel auf folgende Weise. Es sei:

n der Brechungsquotient für den Uebergang aus Luft in M,
n' „ „ „ „ „ „ „ „ M'.
M' sei das stärker brechende Medium, also $n' > n$, dann ist:
$\frac{n'}{n}$ der Brechungsquotient für den Uebergang aus M in M',

folglich:

$\frac{n}{n'}$, der Brechungsquotient für den Uebergang aus M' in M

und zugleich:

$\frac{n}{n'} = sin\ \varphi$ (wenn φ der Gränzwinkel).

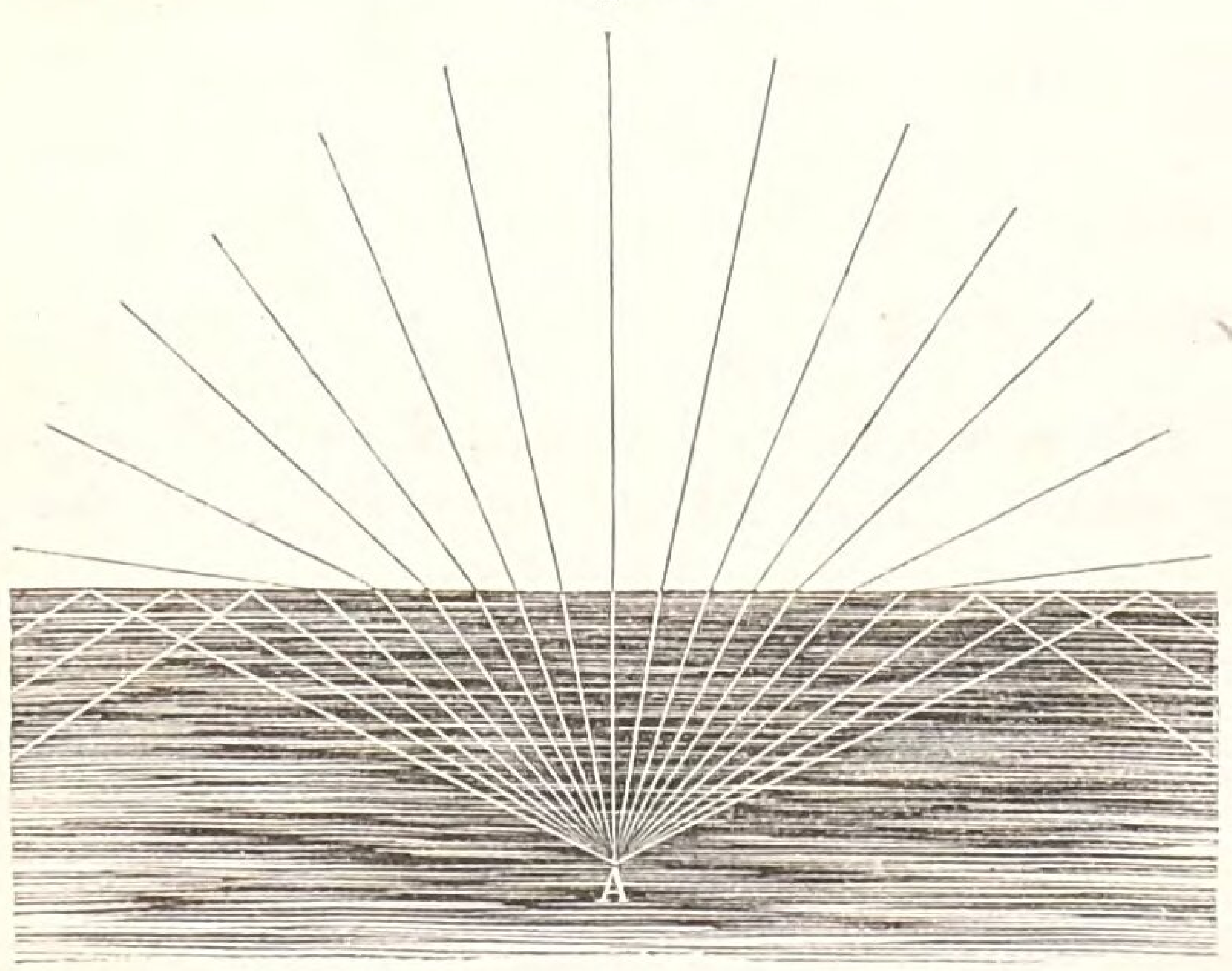
So z. B. ist der Gränzwinkel für den Uebergang aus Benzol in Wasser:

$$sin\ \varphi = \frac{1 \cdot 336}{1 \cdot 500} \qquad \varphi = 62^0\ 58.$$

Auf diese Weise findet man den Gränzwinkel
für Schwefelkohlenstoff und Wasser $= 52^0 21'$
für Flintglas und Wasser $= 53^0 24'$
für gewöhnliches Glas und Luft beträgt er ungefähr $= 41^0$

Wenn ein Lichtstrahl, sich im Wasser fortpflanzend, einen Winkel von $48^0 47'$ mit dem Einfallslothe macht, so wird er nach seinem Austritt in die Luft einen Winkel von 90^0 mit dem Lothe machen, d. h. er wird sich parallel der Trennungsfläche bewegen; alle im Wasser sich bewegenden Strahlen aber, welche mit dem Einfallslothe einen Winkel machen, der den Werth des Gränzwinkels übersteigt, können gar nicht mehr austreten, sie werden an der Gränzfläche des Wassers vollständig gespiegelt, Fig. 72. Der Fall der totalen Reflexion ist der einzige Fall einer

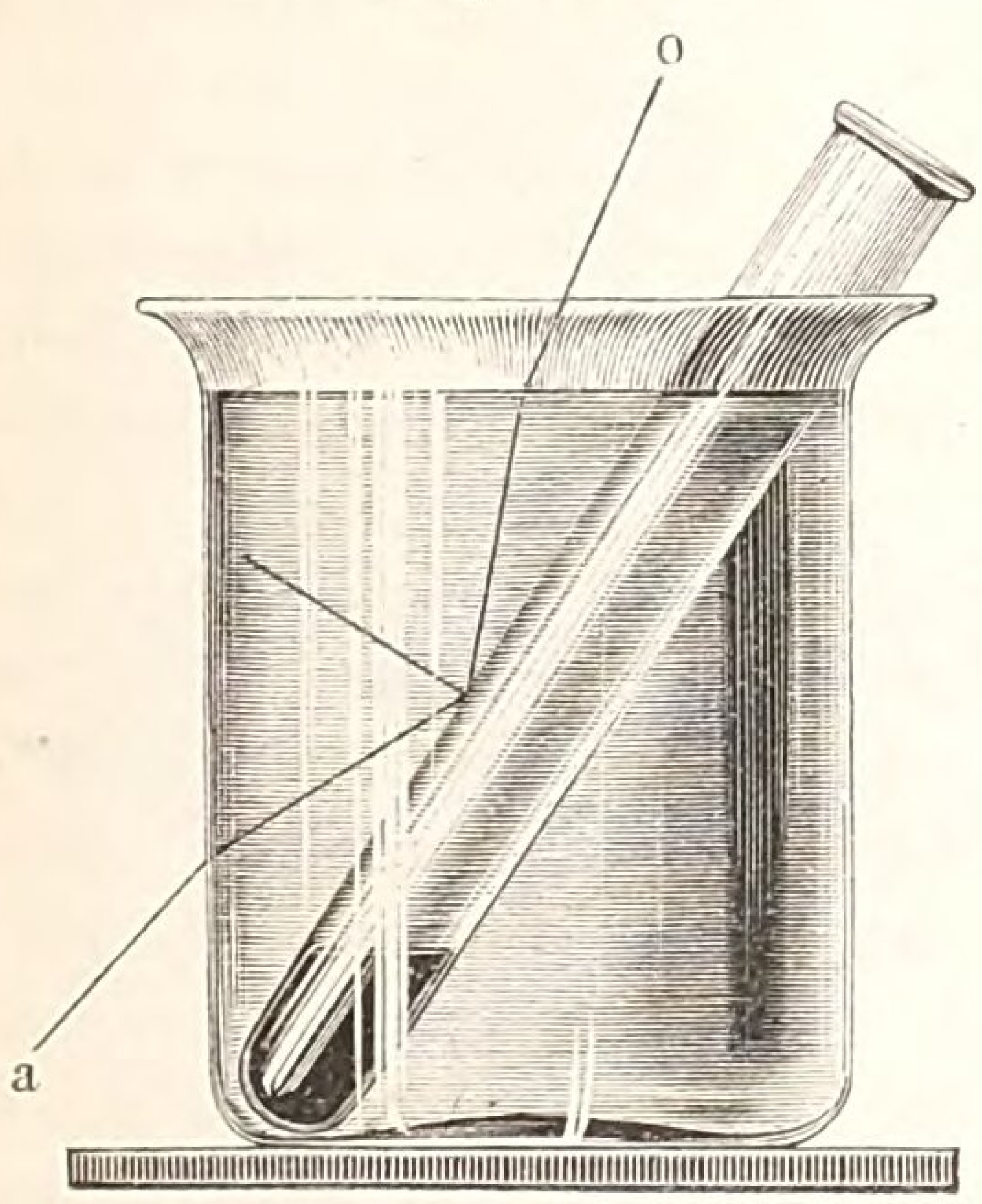
Fig. 72.



Spiegelung auf durchsichtigen Körpern, bei welcher der Strahl fast nichts an seiner ursprünglichen Intensität verliert.

Fig. 73 zeigt ein einfaches Beispiel der totalen Reflexion. In ein Glas mit Wasser tauche man eine unten zugeschmolzene Glasröhre, am besten ein Reagentienglas, wie es die Chemiker gebrauchen, welches leer ist, d. h. nur Luft enthält; wenn man dem Röhrchen ungefähr die Stellung giebt, wie Fig. 73 zeigt, und dasselbe von oben her, etwa von *o* aus betrachtet, so erscheint es dem Auge so glänzend, als ob es mit Quecksilber gefüllt wäre. Giesst man etwas Wasser in das Röhrchen, so verschwindet dieser Metallglanz gerade so weit, als das eingeschlossene Wasser reicht. Die Erscheinung ist leicht zu erklären: die von *a* her kommenden Strahlen treffen die Röhre unter einem solchen Winkel, dass sie nicht in die Luft der Röhre austreten können, sie werden also vollständig reflectirt; sobald die Röhre Wasser enthält, hört diese vollständige Reflexion auf.

Fig. 73.



Wenn oben gesagt wurde, dass das Röhrchen unter den bezeichneten Umständen so glänzend erschien, als ob es mit Quecksilber gefüllt sei, so soll damit nur ungefähr die Art des Glanzes bezeichnet werden; in der That wird aber bei der erwähnten totalen Reflexion das Licht noch weit vollständiger zurückgeworfen als von einer Quecksilberoberfläche. Man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man bei dem Fig. 73 dargestellten Versuche in das Reagenzröhrchen statt des Wassers etwas Quecksilber eingiesst. Der untere mit Quecksilber gefüllte Theil des Röhrchens erscheint ganz grau im Vergleich zu dem lichten Glanze, welchen der obere Theil des Reagenzröhrchens in Folge der totalen Reflexion zeigt.

Sehr schön lässt sich die totale Reflexion auch durch folgenden Versuch erläutern. Man giesse in ein Glasgefäss von ungefähr 5 Centimeter Durchmesser Wasser und darauf Benzol, in ein zweites Schwefelkohlenstoff und darauf Wasser. In dem ersten Falle wird die Gränzfläche schräg von oben gesehen, wie Fig. 74 andeutet, mit lebhaftem

Fig. 74.

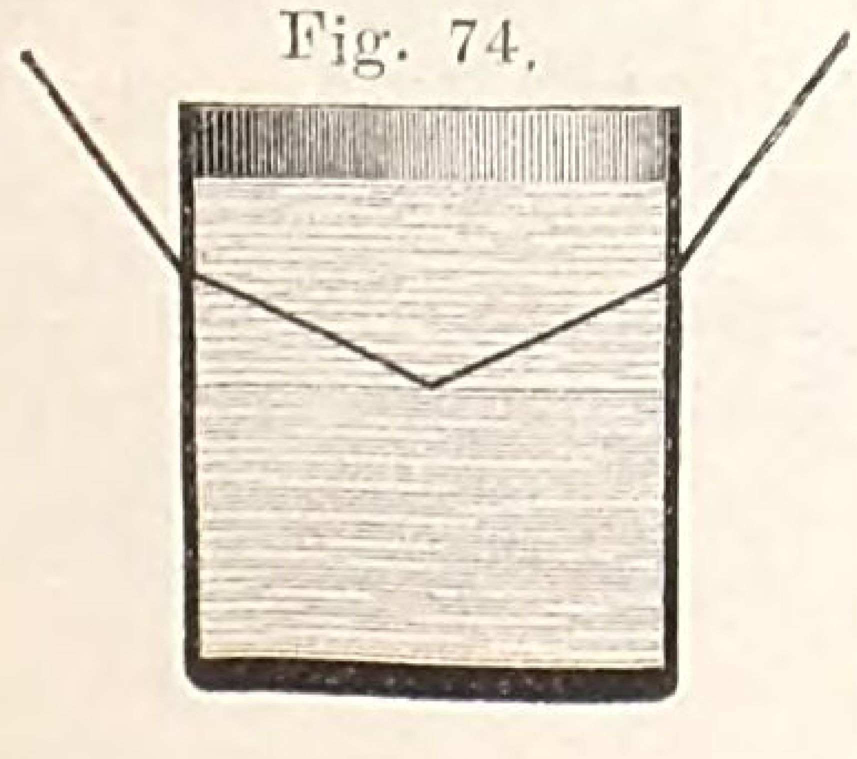
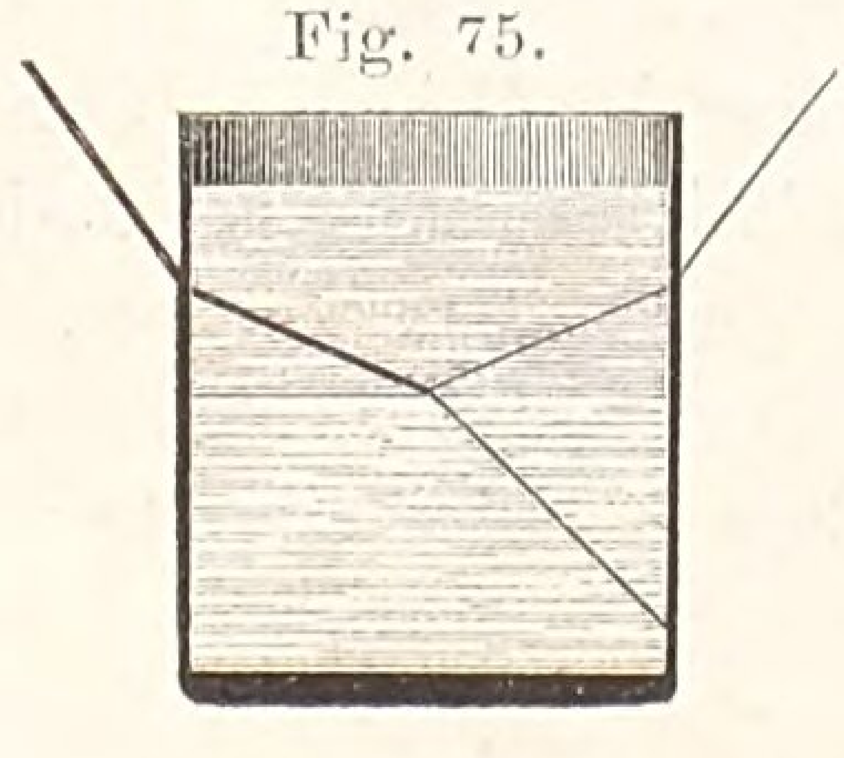


Fig. 75.

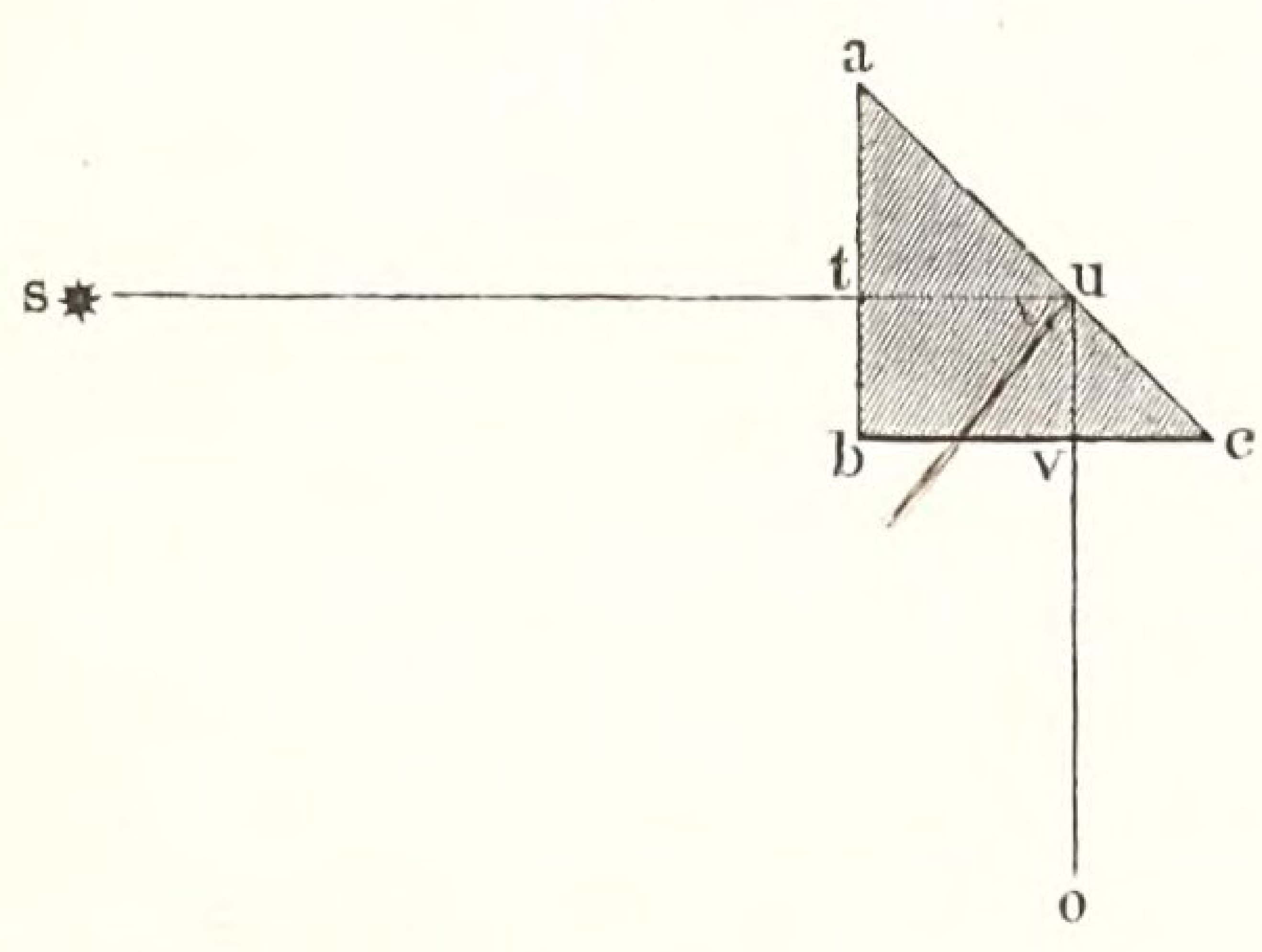


Silberglanz erscheinen, weil die Strahlen aus dem Benzol nicht in das Wasser austreten können, also eine totale Reflexion erleiden, während die Gränzfläche zwischen Schwefelkohlenstoff und Wasser, Fig. 75 (a. v. S.), unter den gleichen Umständen nur einen sehr matten Glanz zeigt, indem die Strahlen an derselben nur theilweise gespiegelt werden, und grösstentheils aus dem schwächer brechenden Wasser in den stärker brechenden Schwefelkohlenstoff übergehen.

Zur Anstellung dieses Experimentes eignet sich insbesondere auch der früher Seite 63 beschriebene Apparat von Prof. Mach. Man kann an demselben die totale Reflexion mit einer einzigen Flüssigkeit zeigen, indem man den Lichtstrahl von unten einführt und an der Unterseite der Oberfläche reflectiren lässt.

Ein wichtiges Beispiel der totalen Reflexion bieten uns auch die im nächsten Paragraphen näher zu betrachtenden Glasprismen. Fig. 76 sei der Querschnitt eines rechtwinkligen gleichschenkligen Glasprismas. Wenn von einem Gegenstande s ein Lichtstrahl st rechtwinklig auf die vordere Fläche ab des Prismas fällt, so setzt er im Glas seinen Weg in unveränderter Richtung fort und trifft die Rückwand ac in u unter einem Winkel von 45^0. Da nun offenbar der Winkel, welchen der Strahl tu mit dem in u zu errichtenden Einfallslothe macht, gleichfalls 45^0, also grösser ist als der Gränzwinkel für Glas, so kann der Strahl tu bei u nicht in Luft austreten, er wird vollständig reflectirt, um endlich bei v rechtwinklig zur Fläche bc das Prisma zu verlassen. Ein in o befindliches Auge wird also von dem Gegenstande s ein Bild sehen, welches ebenso glänzend und hell ist, wie das Bild eines Metallspiegels. Um den Contrast der gewöhnlichen Glasreflexion und der totalen recht deutlich zu zeigen, stelle man zwei rechtwinklige Glasprismen so zusammen, wie es Fig. 77 in perspectivischer Ansicht, Fig. 78 im Grundrisse zeigt. Fällt nun, etwa von einer brennenden Kerze, Licht in der Richtung $l'cb$ auf die Innenseite der Rückwand des Prisma A, so wird es total nach do' reflectirt, und deshalb sieht ein in o' befindliches Auge ein sehr lichtstarkes Bild der Kerzenflamme, während das Bild derselben, welches durch die Reflexion der Strahlen bei a an der Vorderfläche des Prismas B entsteht, ungleich lichtschwächer ist. Dieser Sachverhalt kann auch recht deutlich in der Weise mehreren Zuschauern zugleich demonstrirt werden, dass man ein horizontales Bündel Sonnenstrahlen durch das Prismenpaar auf einen Schirm reflectirt, wo dann dicht nebeneinander ein sehr lichtstarkes und ein lichtschwaches Bild entstehen.

Fig. 76.



Wenn ein Lichtstrahl *df* rechtwinklig zu der Fläche *ac* eines gleichseitigen Glasprismas (Fig. 79) eintritt, so erleidet er an der Fläche

Fig. 77.

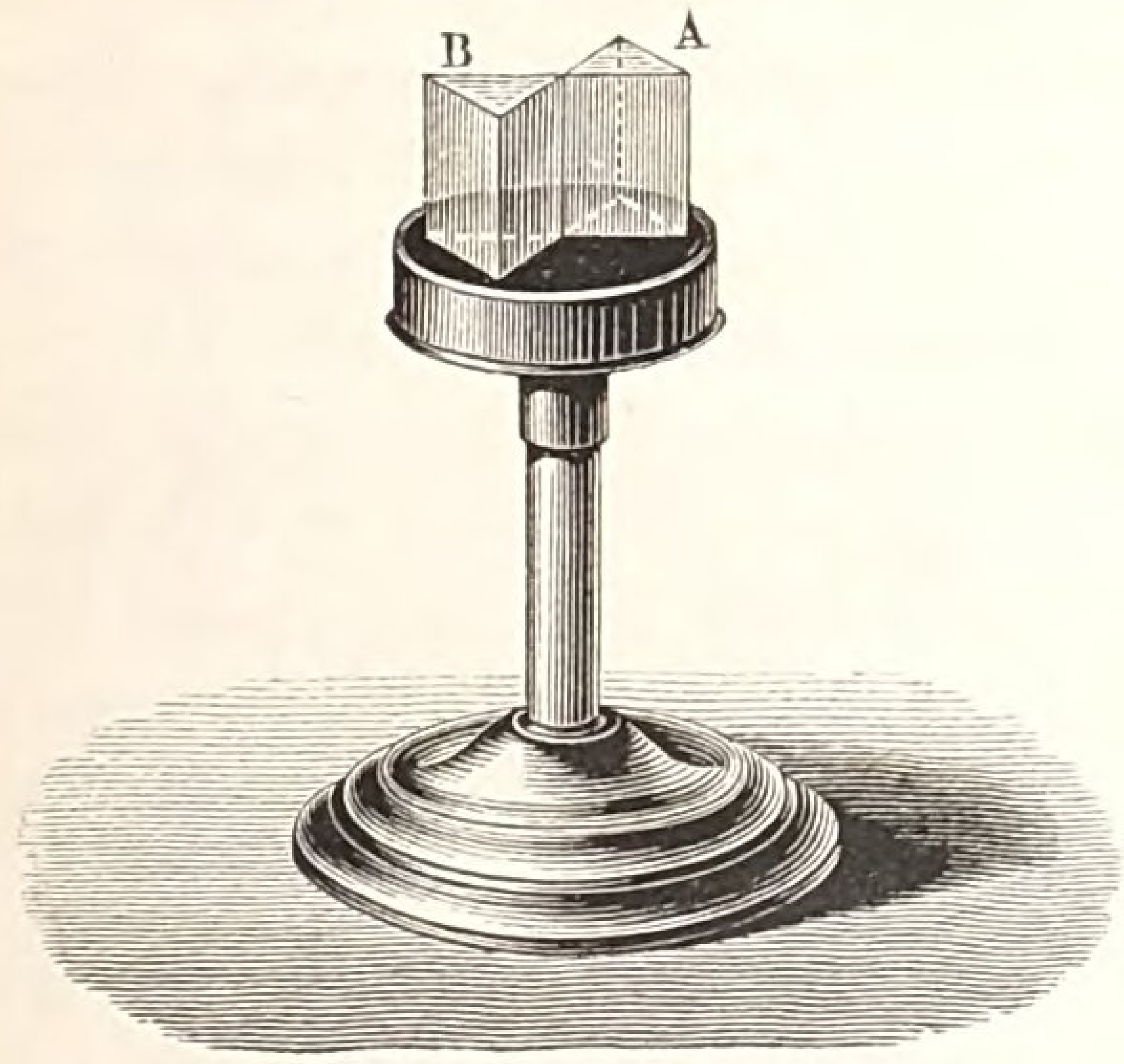


Fig. 78.

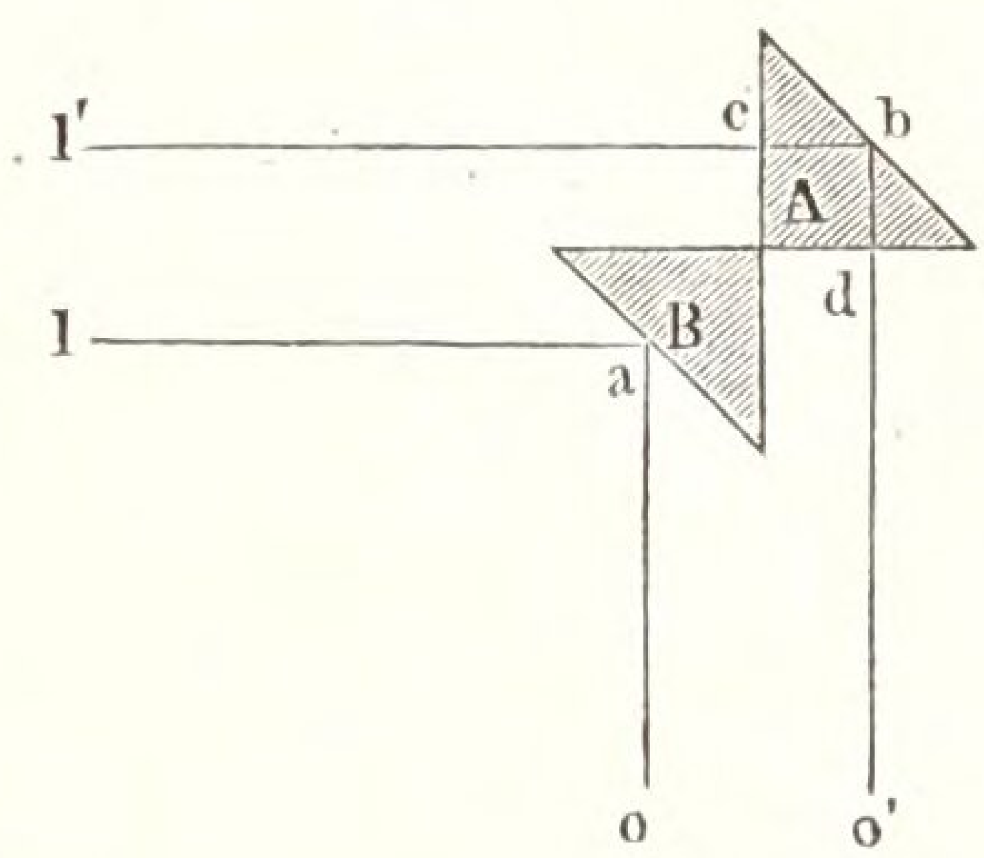
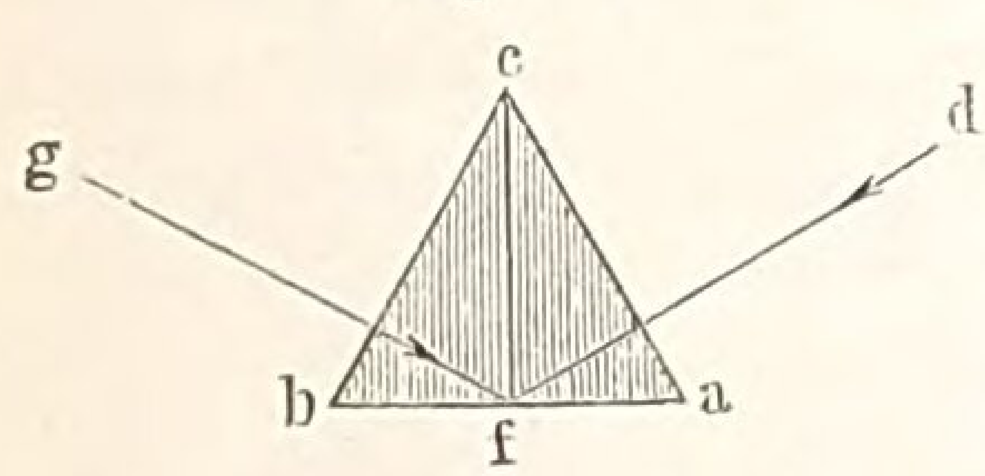


Fig. 79.



ab gleichfalls eine totale Reflexion und tritt dann rechtwinklig zur dritten Fläche *bc* des Prismas wieder aus.

Die totale Reflexion wird ausser zu wissenschaftlichen Instrumenten öfters zur Verzierung von Glaswaaren in Anwendung gebracht; ein hübsches Beispiel davon ist in Fig. 80 und Fig. 81 dargestellt. An einem ohngefähr 20 Centimeter hohen gleichseitigen Glas-

Fig. 80.

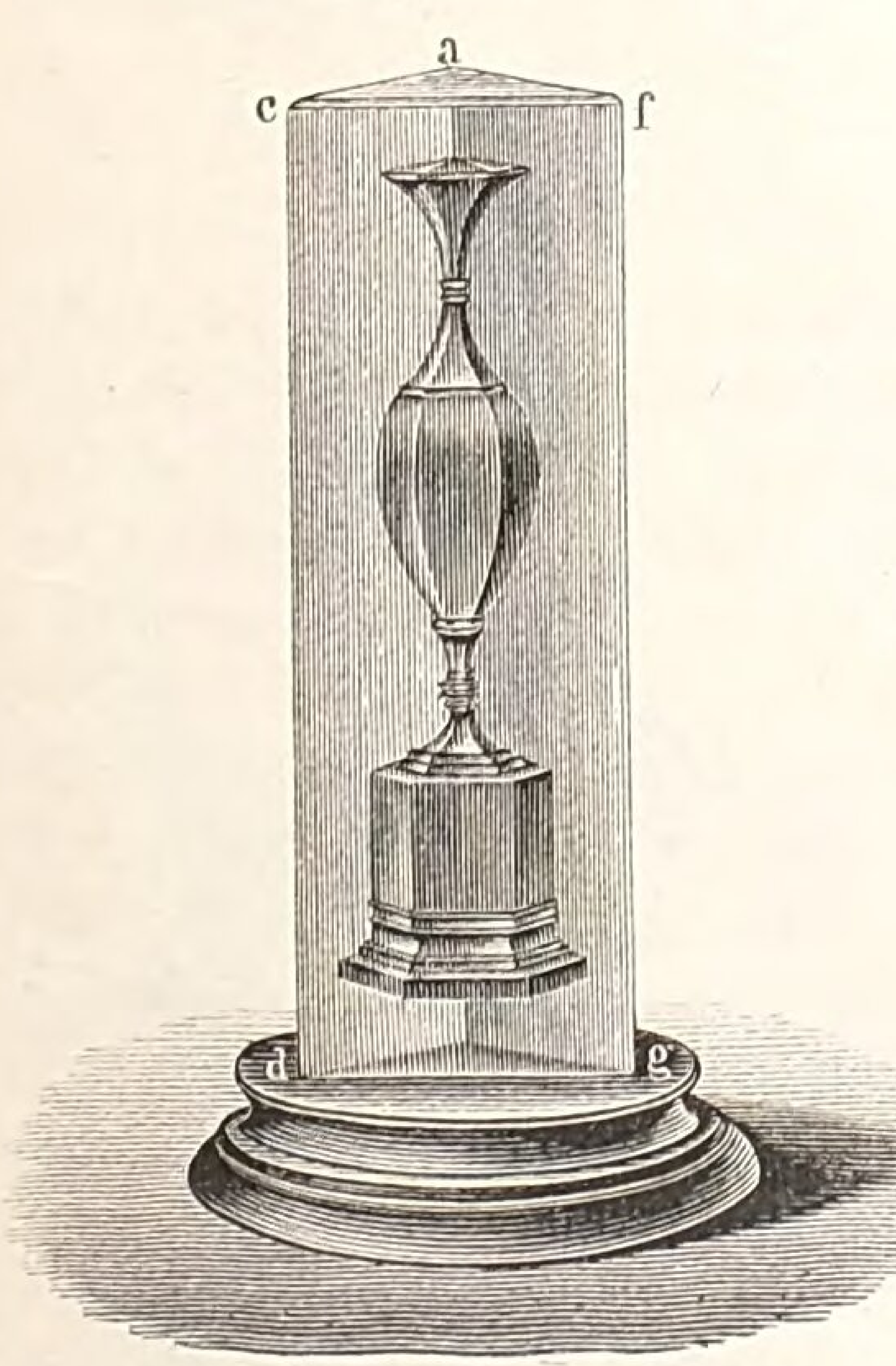
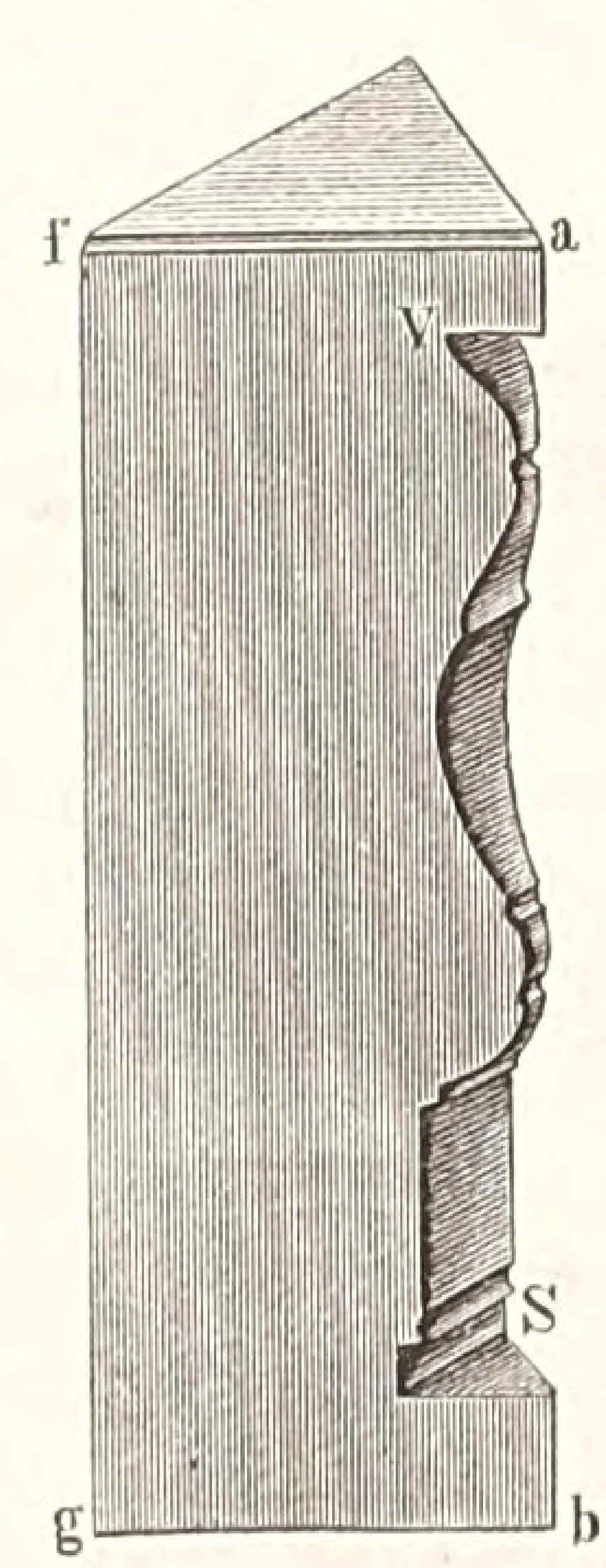


Fig. 81.



prisma *abgfcd* Fig. 81 (*d* ist der hintere, unter *c* liegende, in dieser Figur verdeckte Eckpunkt) ist die verticale Kante *ab* durch eine gekrümmte Fläche *VS* weggeschnitten, welche der Prismenfläche *fcdg* parallel ist. Das Profil dieser Schnittfläche, welche gleich allen übrigen Flächen des Prismas polirt ist, ist das irgend eines eleganten Gefässes, etwa einer Urne. Betrachtet man nun das Prisma von vorn, d. h. von der Seite der Fläche *fcdg* her, so bietet es den in Fig. 80 dargestellten Anblick, man erblickt nämlich die vordere Hälfte einer silberglänzenden Urne. Die von der gekrümmten Fläche *VS* zum Theil total reflectirten Strahlen werden von den Seitenwänden *fabg* und *cabd* nochmals total reflectirt und so sieht man von der gekrümmten Fläche *VS* auf jeder Seite noch einmal ein Bild derselben, welches einen Winkel von 120° mit der Mittelfläche macht.

In Fig. 82 sei *RST* der Querschnitt eines Glasprismas, dessen eine in *RT* zur Linie verkürzt erscheinende Seitenfläche eine horizontale Stellung einnimmt, während das Licht des hellen Himmels auf *ST* fällt und das beobachtende Auge in *o* nach der Fläche *RS* hinschaut, so erscheint der hintere Theil der in *RT*, Fig. 82, zur Linie verkürzt erscheinenden Fläche durch totale Reflexion an der Fläche *RT* glänzend wie der helle Himmel, während der vordere Theil bei weitem dunkler erscheint, ungefähr wie es in Fig. 83 dargestellt ist. Es sei nämlich

Fig. 82.

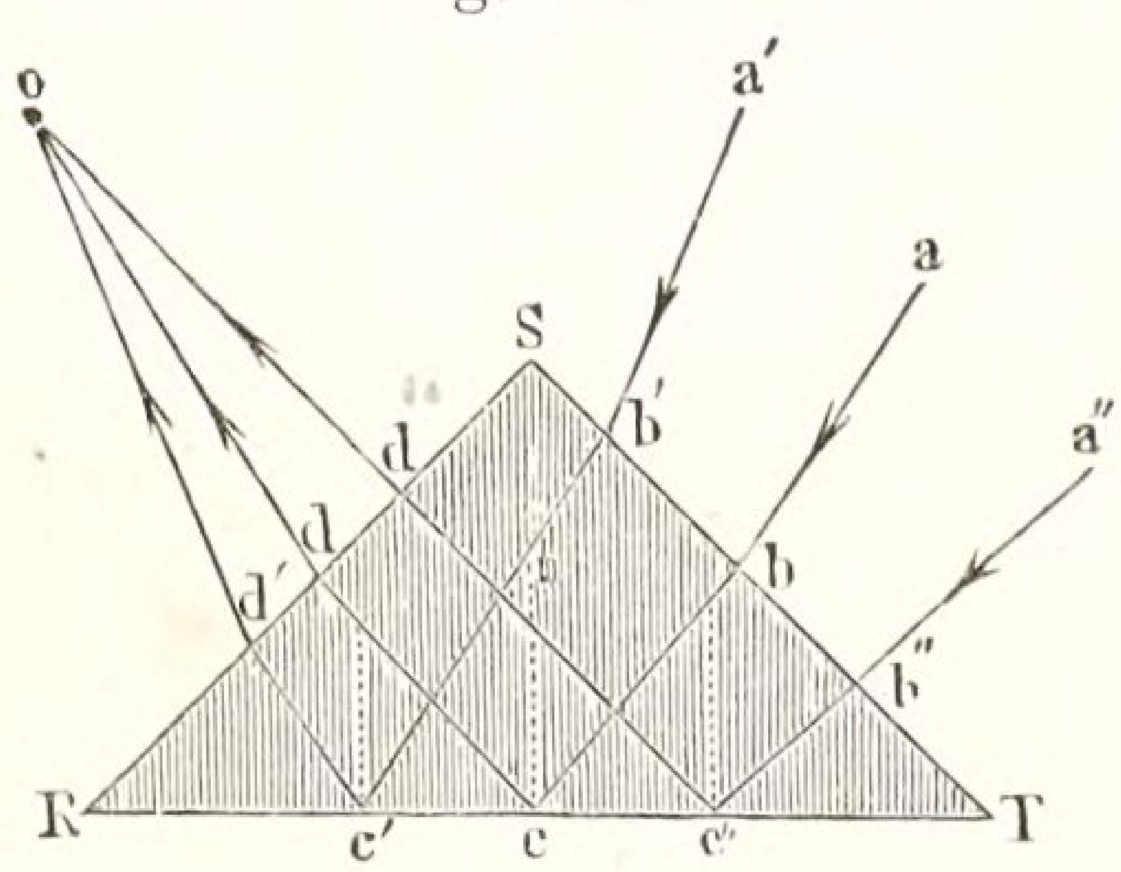
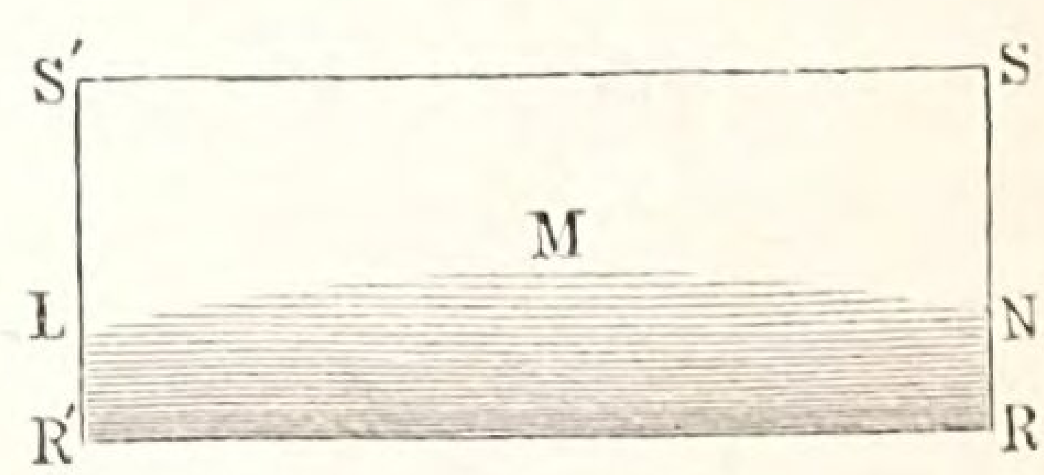


Fig. 83.



abcdo der Strahl, welcher vor und nach seiner Spiegelung in *c* mit dem Einfallslothe dieses Punktes einen Winkel macht, welcher dem Gränzwinkel für den Uebergang aus Glas in Luft (40° 49′) gerade gleich ist, so wird für alle Strahlen, welche zwischen *d* und *S* austretend in das Auge gelangen, wie *a″b″c″d″o*, der Winkel, welchen sie vor und nach der Spiegelung an der Fläche *RT* mit dem entsprechenden Einfallslothe machen, grösser sein als der Gränzwinkel, sie werden also eine totale Reflexion an dem Flächenstück *cT* erleiden. Für alle Strahlen dagegen, welche wie *a′b′c′d′o* zwischen *d* und *R* austreten, ist der Winkel, welchen sie vor und nach der Spiegelung an dem Flächenstück *Rc* mit dem entsprechenden Einfallsloth machen, kleiner als der Gränzwinkel, sie werden also an dem Flächenstück *Rc* nur eine partielle Spiegelung erleiden.

Die Gränzlinie *LMN*, Fig. 83, zwischen totaler und partieller Reflexion ist keine scharfe und ausserdem blauviolett gefärbt. Es erklärt

sich dies dadurch, dass, wie wir später hören werden, das weisse Licht aus farbigen Lichtsorten zusammengesezt ist, deren Brechungsquotient und folglich auch Gränzwinkel verschieden gross ist. Den violetten und blauen Lichtsorten entspricht der grössere Gränzwinkel, sie müssen daher an gewissen Stellen noch total reflectirt werden, wo die Strahlen der übrigen Lichtsorten nur partiell reflectirt werden und deshalb im reflectirten Lichte vorherrschen.

Grösse der Ablenkung. Wie die Ablenkung wächst, wenn der Brechungswinkel *r* (so wollen wir hier den Winkel bezeichnen, welchen der Strahl im optisch dichteren Mittel mit dem Einfallslothe macht, mag sich nun der Strahl in der einen oder der andern Richtung fortpflanzen) zunimmt, lässt sich sehr schön mit dem von Jos. Silbermann construirten Hohlprisma, Fig. 84, zeigen. Die Glasplatten, aus denen dieses Hohlprisma zusammengesetzt ist, sind mit Hausenblase gekittet, wenn es alkoholische Flüssigkeiten oder Benzol aufnehmen, mit Schellack, 19

Fig. 85.

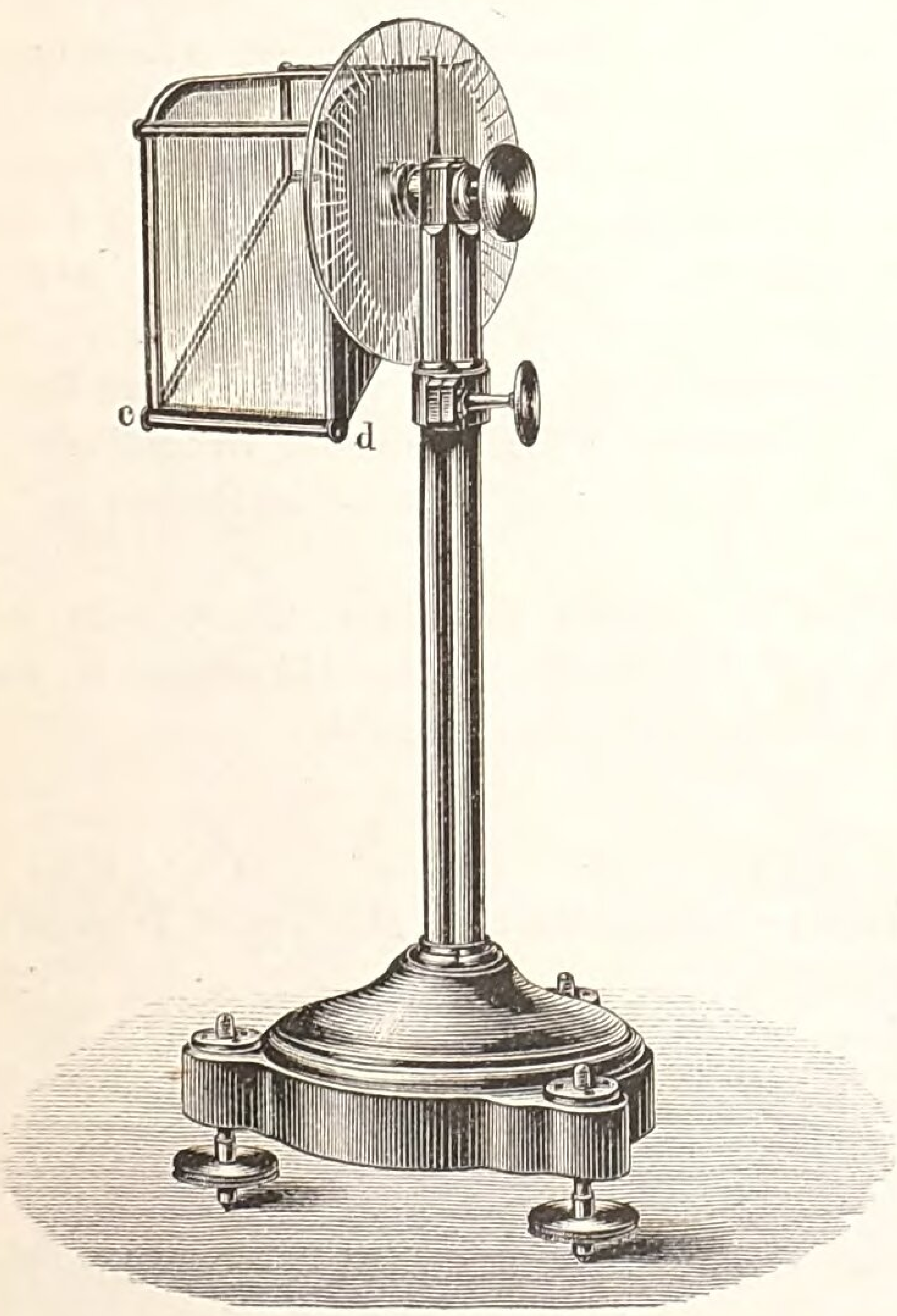
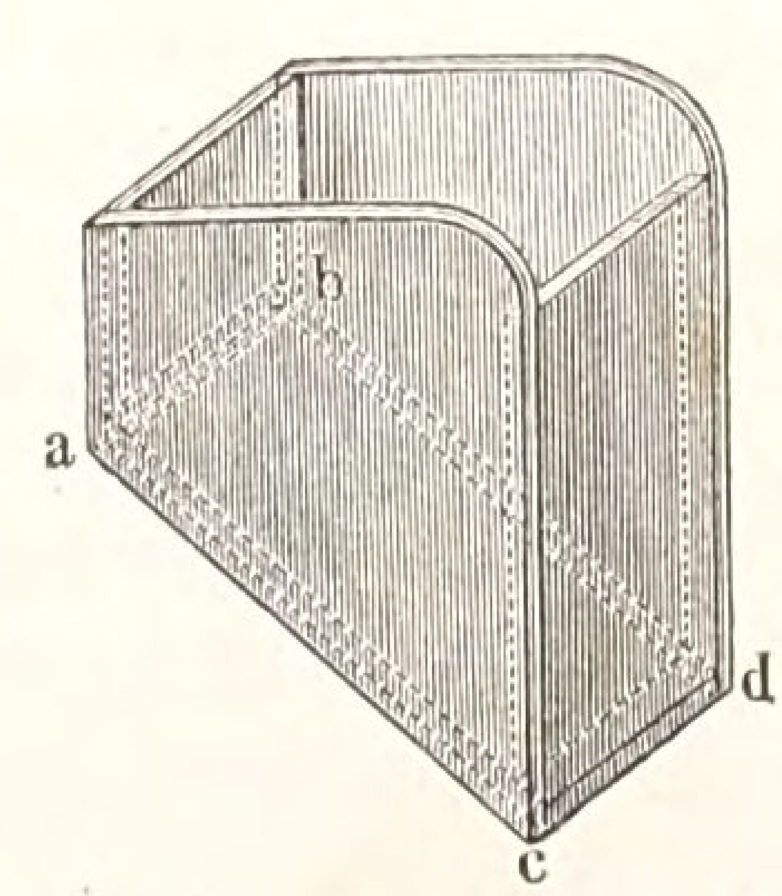


Fig. 84.

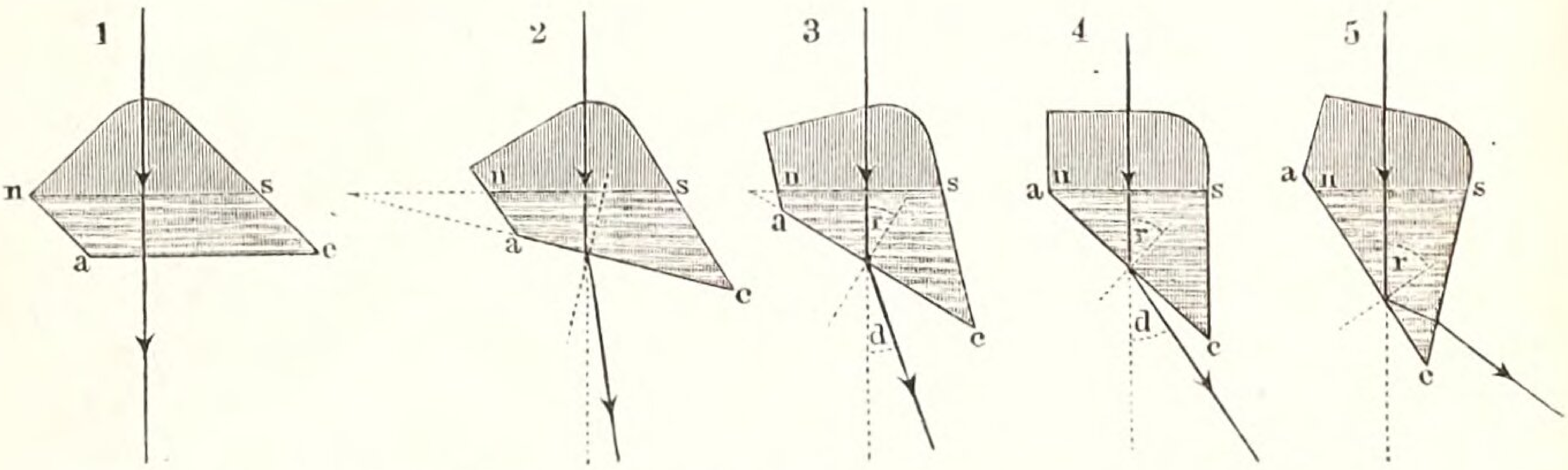


wenn es wässerige Flüssigkeiten aufnehmen soll. Fig. 85 stellt das Stativ dar, welches das Hohlprisma trägt und eine Drehung desselben um

eine mit cd parallele Axe gestattet. Die Drehungswinkel können auf einem getheilten Kreise von Glas abgelesen werden.

Wird das Hohlprisma so gestellt, dass die Kante ac, Fig. 86, horizontal steht und dann das Gefäss mit durchsichtiger Flüssigkeit gefüllt,

Fig. 86.



wie bei 1 angedeutet ist, so sind die beiden Gränzflächen der Flüssigkeit einander parallel, ein vertical von oben kommender Lichtstrahl geht ohne Ablenkung hindurch. Wird aber das Prisma in die Stellung 2 gebracht, dass also die Eintrittsfläche ns einen kleinen Winkel mit der Austrittsfläche ac macht, so tritt der Strahl zwar ohne Ablenkung in die Flüssigkeit ein, beim Austritt aber erleidet er eine Ablenkung, wie man bei 2, Fig. 86, sieht. Dreht man das Prisma weiter, so dass der Winkel wächst, welchen ns mit ac macht, wie man bei 3 und 4 sieht, so wächst auch der Brechungswinkel r und mit ihm auch, wie der Versuch zeigt, der Ablenkungswinkel d. Dreht man endlich so weit, dass der Brechungswinkel r grösser wird, als der entsprechende Gränzwinkel, so tritt der von oben kommende Strahl an der Gränzfläche ac gar nicht mehr aus, sondern er erleidet hier eine totale Reflexion, wie Nr. 5, Fig. 86, andeutet.

Die bei diesen Versuchen erhaltenen Resultate lassen sich auch durch Rechnung ableiten; man findet die Grösse der Ablenkung d, wenn man vom Brechungswinkel den Einfallswinkel abzieht.

Wir haben also:

$$d = i - r.$$

Es ist aber, wie sich leicht darthun lässt (J. Müller's Trigonometrie S. 16, Gleich. 17):

$$sin\left(\frac{i-r}{2}\right) = \frac{(n-1)\, sin\, r}{2\, cos\left(\frac{i+r}{2}\right)}.$$

Aus dieser Gleichung folgt aber, dass $sin\left(\frac{i-r}{2}\right)$ in einem rascheren Verhältniss wächst als $sin\, r$, weil der Nenner des Bruches, nämlich $2\, cos\left(\frac{i+r}{2}\right)$ für wachsende Werthe von r immer kleiner wird.

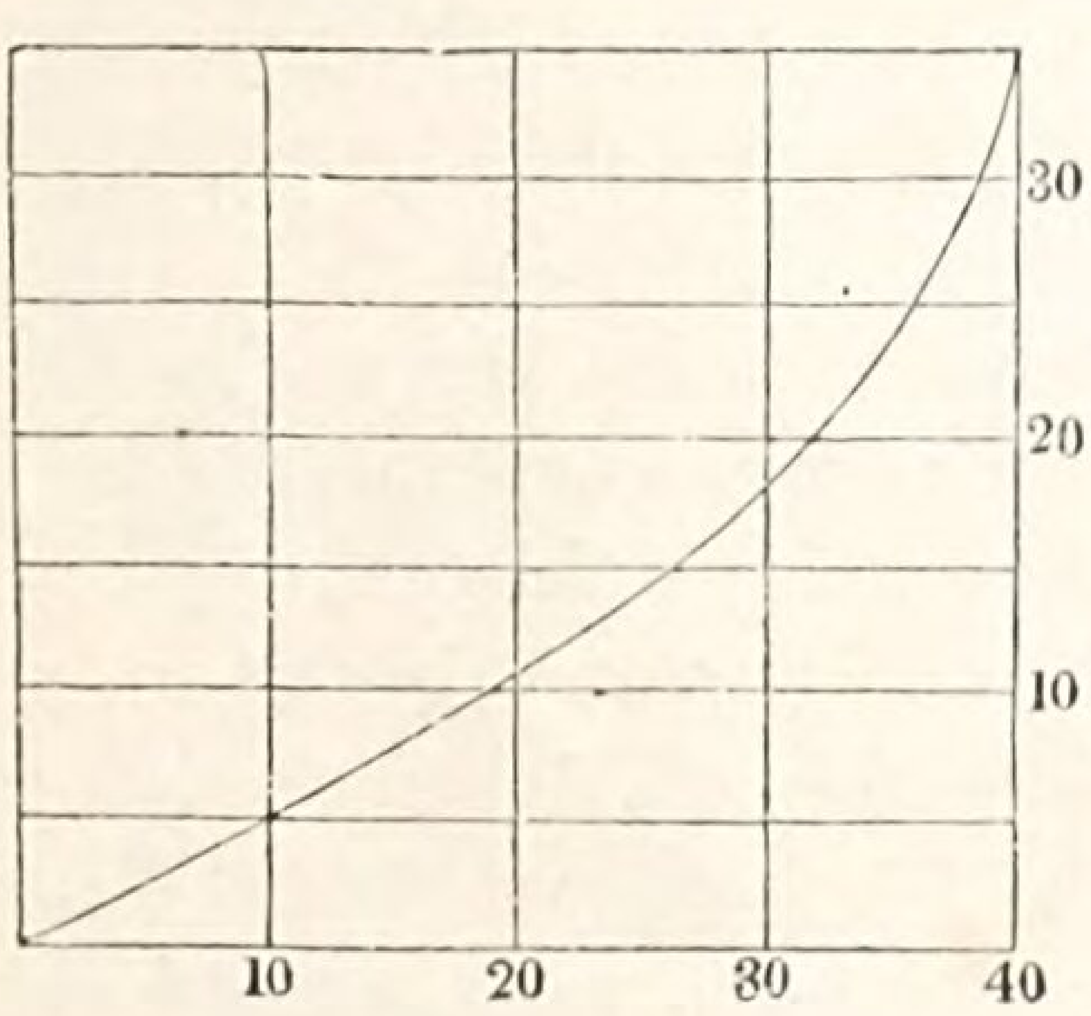
Daraus ergiebt sich aber weiter, dass auch $i - r$ in einem rascheren Verhältniss wächst als r.

Um dies anschaulicher zu machen, berechne man für einen gegebenen Brechungsquotienten, etwa für $n = 1{\cdot}5$ die Werthe von i und d, welche den von 5 zu 5 Grad wachsenden Werthen von r entsprechen und stelle dieselben zusammen, wie es in der folgenden Tabelle geschehen ist.

r	i	Ablenkung d	Zunahme der Ablenkung
5^0	$7^0 30'$	$2^0 30'$	$2^0 30'$
10	15 5	5 5	2 35
15	22 50	7 50	2 45
20	30 52	10 52	3 2
25	39 21	14 21	3 29
30	48 35	18 35	4 14
35	59 12	24 12	5 37
40	74 34	34 24	10 22

Aus dieser Tabelle übersieht man leicht, dass in der That die Ablenkung nicht dem Brechungswinkel proportional wächst, sondern dass diese Ablenkung namentlich für grössere Brechungswinkel in einem weit rascheren Verhältnisse zunimmt als die Brechungswinkel. Fig. 87 stellt dieses graphisch dar; die Abscissen sind den Brechungswinkeln, die Ordinaten den entsprechenden Ablenkungen proportional aufgetragen.

Fig. 87.



Dem Brechungswinkel 30^0 entspricht die Ablenkung $18^0 35'$; wächst der Brechungswinkel um 5^0, so nimmt die Ablenkung um $5^0 37'$ zu; nimmt aber der Brechungswinkel um 5^0 ab, so wird die Ablenkung nur um $4^0 14'$ abnehmen; oder es sei allgemein a die Ablenkung, welche dem Brechungswinkel r entspricht, so gehört die Ablenkung

$a - \alpha$ zum Brechungswinkel $r - b$

und

$a + \alpha + \beta$ „ „ $r + b$

wenn man also den Brechungswinkel, von einem bestimmten Werthe r desselben ausgehend, um eine bestimmte Grösse b wachsen lässt, so nimmt die Ablenkung mehr zu als ihre Abnahme betrüge, wenn der Brechungswinkel r um b verkleinert würde.

Von diesem Satz werden wir alsbald eine wichtige Anwendung machen.

20 **Brechung des Lichtes durch Prismen.** Bei den bisher besprochenen Versuchen mit Prismen gingen die Lichtstrahlen immer durch eine der Flächen senkrecht und unabgelenkt hindurch, so dass nur an einer Fläche Ablenkung erfolgte. Wir müssen nun den allgemeinen Fall des Durchgangs des Lichtes durch Prismen näher ins Auge fassen und zunächst die darauf bezüglichen Bezeichnungen kennen lernen.

Ein Prisma nennt man in der Optik ein Stück eines durchsichtigen Stoffes, welches durch zwei gegen einander geneigte Ebenen begränzt ist.

Fig. 88.

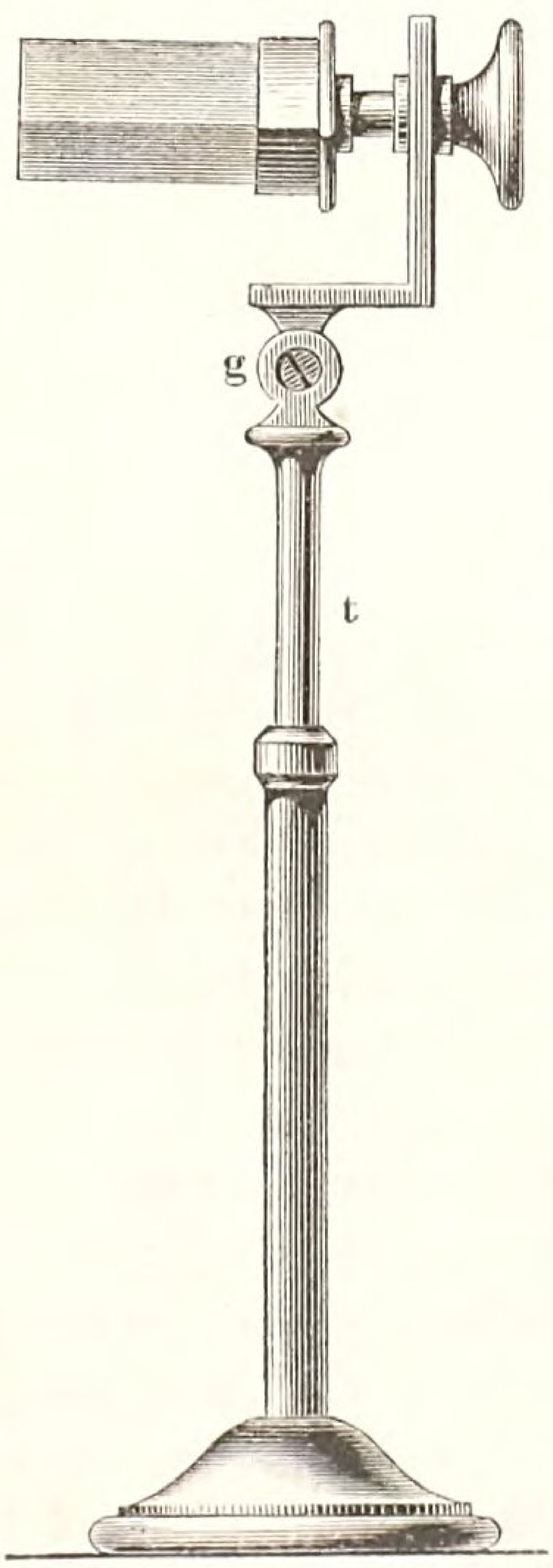
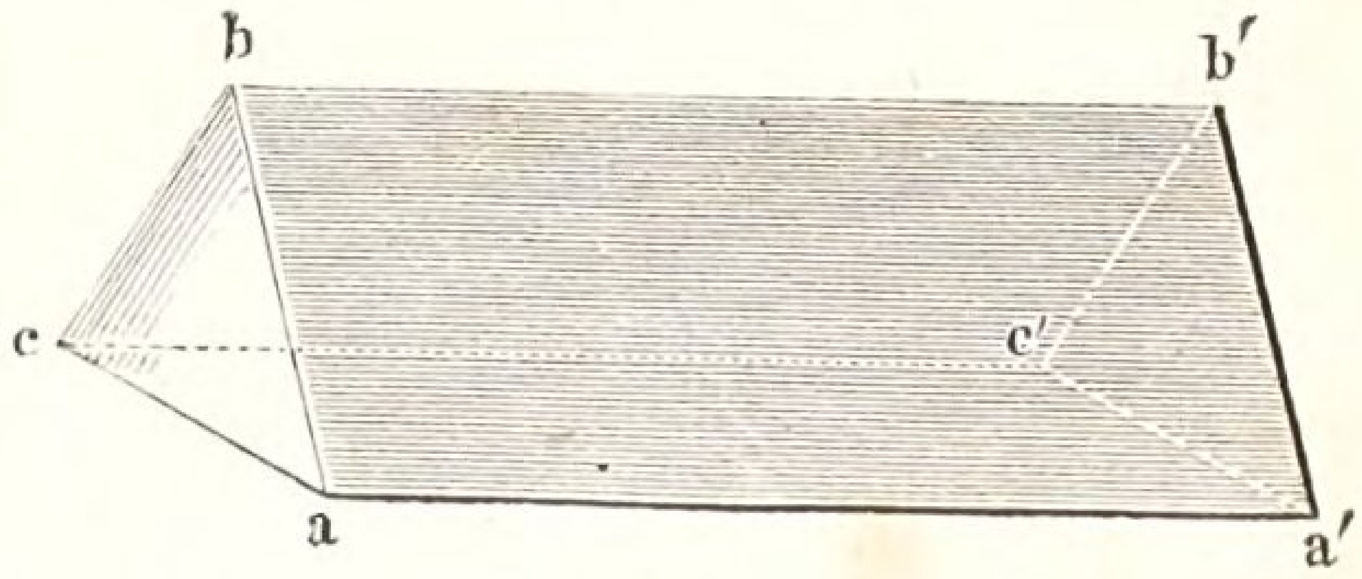


Fig. 89.



Die Kante des Prismas ist die Linie, in welcher sich die beiden Gränzflächen schneiden oder doch schneiden würden, wenn sie hinreichend verlängert würden.

Die Basis eines Prismas ist eine der brechenden Kante gegenüberliegende Fläche, mag sie nun in der Wirklichkeit vorhanden, oder mag sie nur gedacht sein.

Der brechende Winkel ist der Winkel, welchen die beiden brechenden Flächen des Prismas mit einander machen.

Hauptschnitt nennt man den Durchschnitt des Prismas mit einer auf der brechenden Kante rechtwinkligen Ebene.

Gewöhnlich wendet man Prismen an, welche durch drei rechtwinklige Flächen $aba'b'$, $bcb'c'$ und $cac'a'$, Fig. 89, begränzt sind. Wenn das Licht durch die Flächen ab' und ac' hindurchgeht, so ist aa' die brechende Kante und bc' die Basis; bb' ist die brechende Kante, wenn der Lichtstrahl durch die Flächen ba' und bc' geht u. s. w.

Der Hauptschnitt eines solchen Prismas ist ein Dreieck, und je nachdem dieses Dreieck rechtwinklig, gleichschenklig oder gleichseitig

ist, nennt man auch das Prisma selbst rechtwinklig, gleichschenklig oder gleichseitig.

Oft befestigt man die Prismen auf einem messingenen Stativ, Fig. 88. Indem man das Stäbchen *t* in der Röhre, in der es steckt, auf- und niederschiebt, kann man das Prisma höher und tiefer stellen, und mittelst des Charniers bei *g* kann man ihm jede beliebige Stellung geben.

Ist die Prismasubstanz eine Flüssigkeit, so wendet man Hohlprismen an, die man auf mannigfache Weise herstellen kann. Natürlich müssen die Flächen, durch welche die Lichtstrahlen in die Flüssigkeit ein- und austreten, durch ebene Platten von Spiegelglas gebildet sein.

Am einfachsten kann man Hohlprismen herstellen, wenn man an einem dreiseitigen Glasgefäss, Fig. 90, von etwas dicken Wänden zwei Seiten wegschleift und auf dieselben ebene Glasplatten aufkittet, und zwar mit einem Stoffe, welcher von der einzufüllenden Flüssigkeit nicht aufgelöst wird, also mit Hausenblase für Schwefelkohlenstoff, mit Siegellack für Wasser u. s. w.

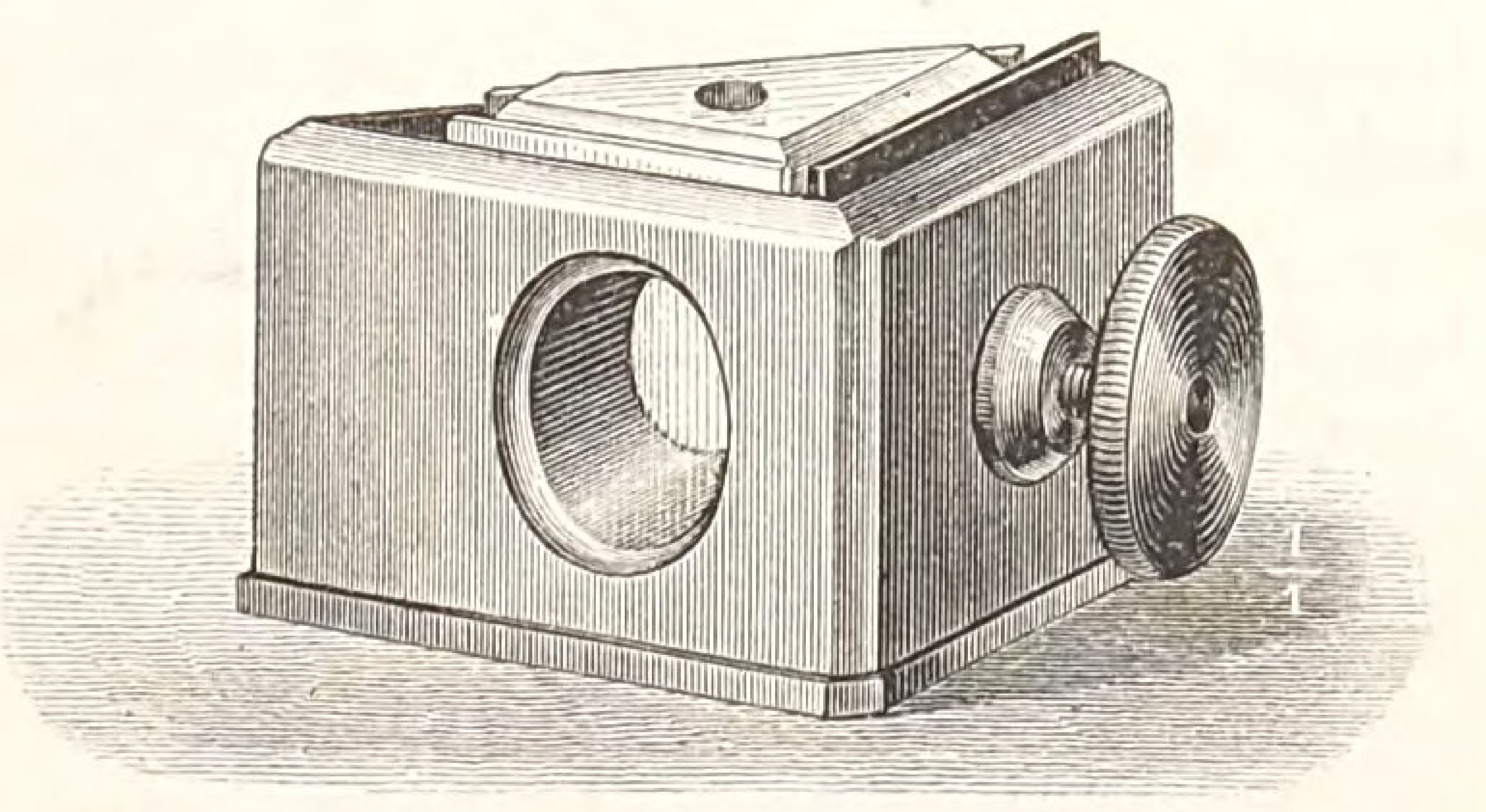
Diese Hohlprismen, welche überhaupt mehr für Vorlesungsversuche als für genaue Messungen geeignet sind, leiden auch noch an dem Uebelstande, dass man die aufgekitteten Glasplatten nicht behufs der Reinigung abnehmen kann, was bei den zunächst zu beschreibenden, auch zu genauen Versuchen brauchbaren Apparaten der Fall ist.

Fig. 91 stellt ein Hohlprisma von Dubosq in natürlicher Grösse dar. Zwei Seitenflächen eines aus Messingblech verfertigten, unten

Fig. 90.



Fig. 91.



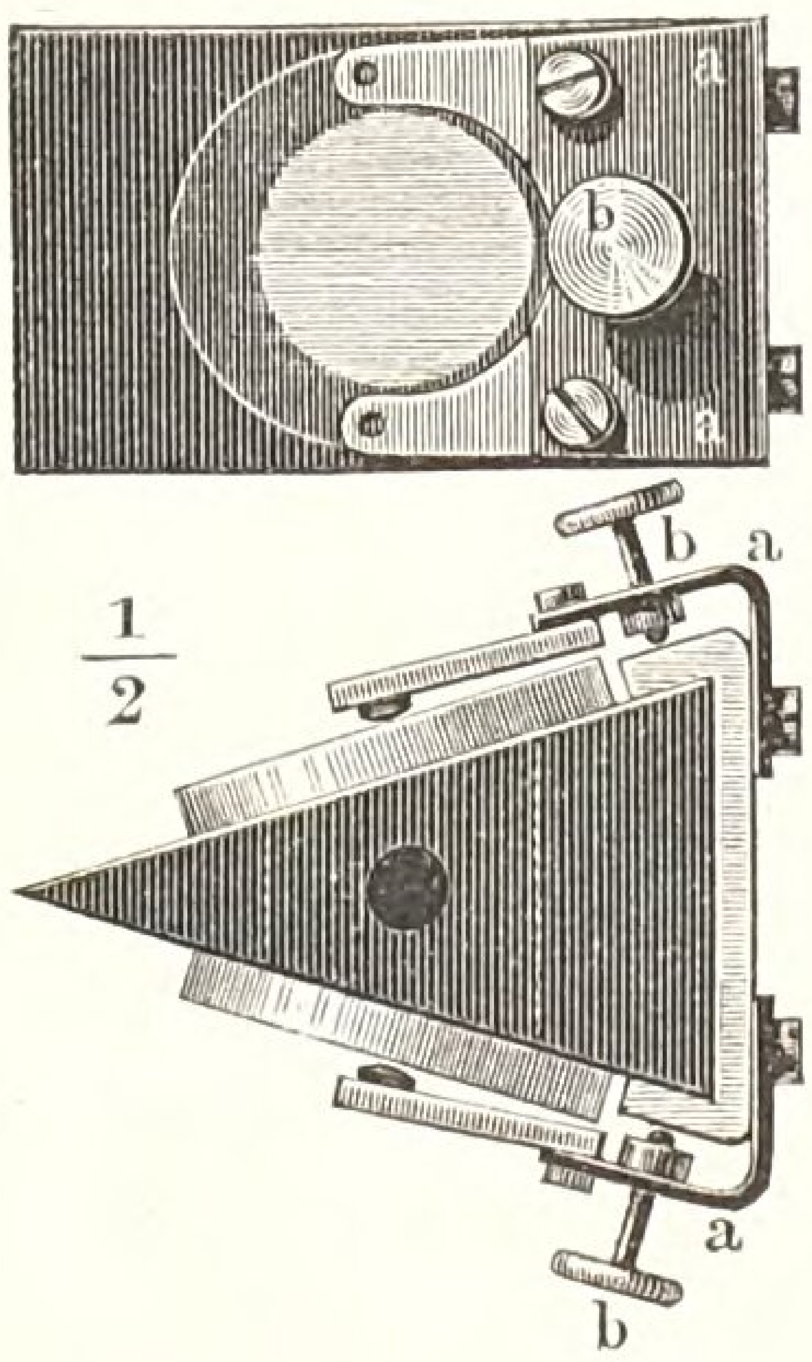
durch eine Bodenplatte geschlossenen, oben offenen dreiseitigen Gefässes sind mit kreisförmigen Oeffnungen versehen. An die innere Seite dieser beiden Seitenflächen sind geschliffene Glasplatten gestellt, welche die fraglichen Oeffnungen bedecken. In die innere Höhlung des Gefässes ist ein ziemlich genau passendes Glasprisma eingesetzt, welches so durchbohrt ist, dass die Höhlung einen die Oeffnungen der Seitenwände des Gefässes verbindenden Canal bildet. Durch eine in der Rückwand des

Gefässes angebrachte Schraube, welche zunächst gegen eine Eisenplatte drückt, wird das Glasprisma gegen die Glasplatten und die Seitenwände des Gefässes angedrückt, so dass die Höhlung desselben auf beiden Seiten fest verschlossen ist.

Die Flüssigkeit wird durch eine kleinere, in der oberen Fläche des Glasprismas angebrachte Oeffnung eingefüllt, welche durch einen eingeriebenen Glasstöpsel geschlossen werden kann.

Fig. 92 stellt in halber natürlicher Grösse ein für genaue Messungen von Meyerstein construirtes Hohlprisma im Grund- und Aufriss dar. Der Körper desselben besteht aus einem massiven Prisma von dunkelfarbigem Glas, dessen Basis ein gleichschenkliges Dreieck ist. Die beiden längeren Seiten dieses Dreiecks machen einen Winkel von 35⁰ mit einander. Parallel mit der kleineren Seitenfläche ist das massive Glasprisma durchbohrt und die beiden grösseren Seitenflächen sind vollkommen eben abgeschliffen, so dass man die Höhlung auf beiden Seiten durch aufgelegte Platten von Spiegelglas vollkommen schliessen kann. Diese aufgelegten Glasplatten werden durch die federnden Stahlblechstreifen *a* angepresst, welche auf eine aus der Figur ersichtlichen Weise befestigt sind. Will man die aufgelegten Glasplatten behufs der Reinigung wegnehmen, so kann man durch Anziehen der Schrauben *b* den Druck aufheben, welcher sie anpresst.

Fig. 92.



Biot liess durch Cauchoix solche Hohlprismen von Glas herstellen, deren Seitenflächen so genau eben abgeschliffen und polirt waren, dass die aufgelegten geschliffenen Glasplatten schon durch die Adhäsion allein festhielten. Auch Steinheil verfertigt derartige vortrefflich ausgeführte Hohlprismen.

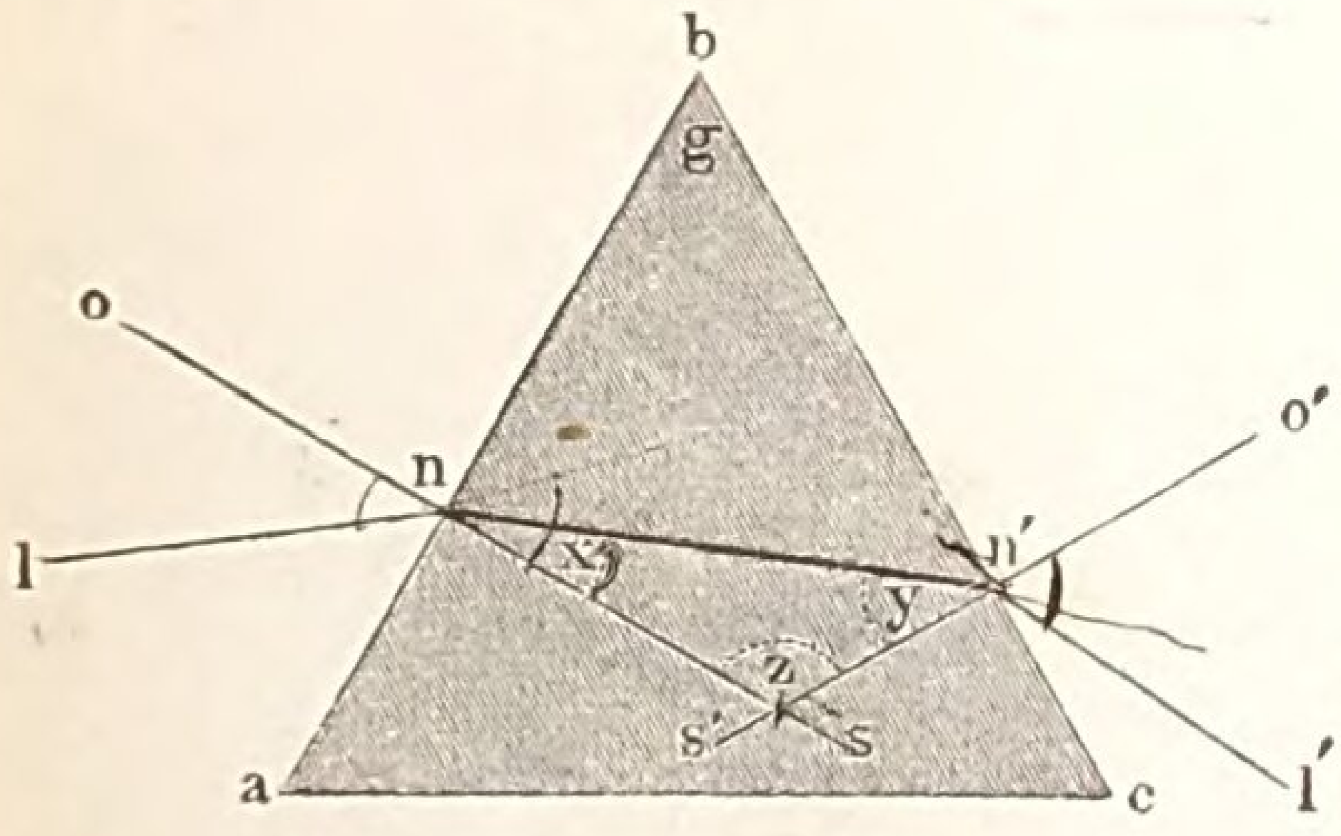
21 **Richtung der Strahlen beim Durchgang durch ein Prisma; Bedingungen ihres Austritts.** Beim Hindurchsehen durch ein Prisma beobachtet man zwei auffallende Erscheinungen: erstens erscheinen alle Gegenstände bedeutend von dem Orte verrückt, den sie einnehmen, und zwar nach der Seite der brechenden Kante hin; zweitens aber erscheinen sie mit farbigen Rändern gesäumt.

Diese beiden Erscheinungen heissen die Ablenkung und die Zerstreuung des Lichtes. Letztere werden wir später ausführlich besprechen, hier beschäftigen wir uns vor der Hand nur mit der Ablenkung, als ob es keine Zerstreuung gäbe. Dieser Fall kann dadurch wirklich her-

gestellt werden, dass man mit einfarbigem Lichte, z. B. dem gelben Lichte einer kochsalzhaltigen Weingeistflamme experimentirt.

Der Weg, den ein Strahl eines solchen Lichtes durch den Hauptschnitt eines Prismas macht, kann durch Anwendung der Seite 67 gelehrten Constructionsregeln sehr leicht gefunden werden.

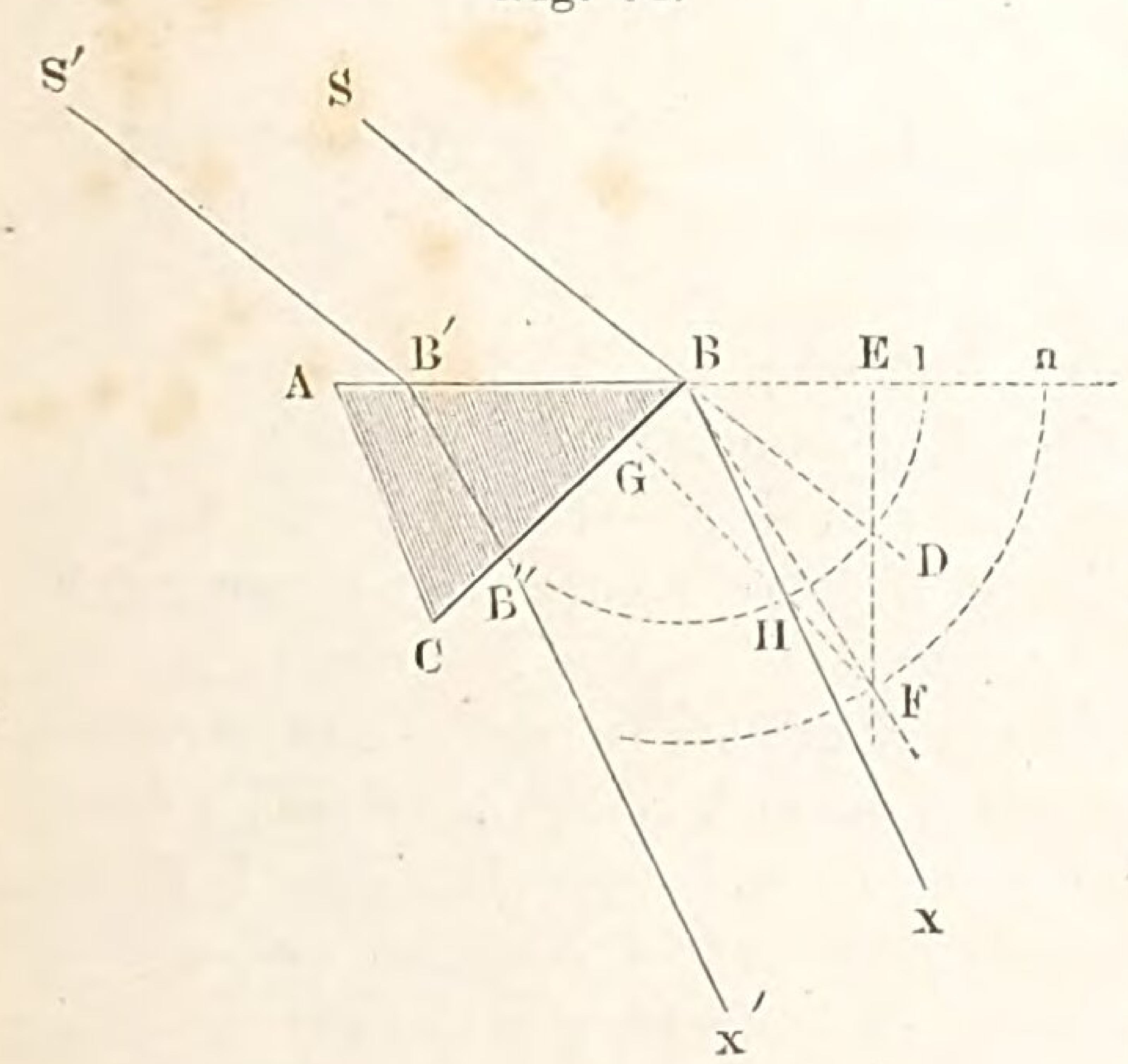
Fig. 93.



Es sei ln (Fig. 93) der einfallende Strahl, der mit dem Einfallsloth on den Winkel $l\,n\,o = i$ bildet. Man construirt nach Fig. 67 oder 69 den gebrochenen Strahl $n\,n'$, der mit dem Loth $n\,S$ den Brechungswinkel x und mit dem Einfallsloth $S'o'$ der zweiten Fläche den Einfallswinkel y einschliesst. Nach Fig. 68 oder 70 findet man dann die Richtung des austretenden Strahls $n'l'$ mit dem Austrittswinkel $l'n'o' = i'$.

Diese Construction kann sehr vereinfacht werden, wenn man sich den einfallenden Strahl parallel zu sich selbst verschoben denkt, so dass er die Kante des Prismas trifft.

Fig. 94.



Es sei (Fig. 94) SB dieser Strahl $\|\ S'B'$.

Wir tragen auf den verlängerten Graden AB die Abstände $B\,1 = 1$ und $B\,n = n =$ dem Brechungsquotienten auf und ziehen um den Mittelpunkt B durch die Punkte 1 und n Kreisbögen. Durch D, wo die verlängerte Richtung SB den ersten Bogen trifft, fällen wir das Loth $DE \perp AB$, so erhalten wir den Durchschnittspunkt F. Die Linie BF wäre nun die Richtung des an der ersten Prismenfläche gebrochenen Strahles. Wir brauchten jedoch BF gar nicht zu ziehen, sondern fällen sofort von F die Senkrechte $FG \perp BC$ und ziehen BH, so ist dies die Richtung des zweimal gebrochenen aus dem Prisma austretenden Strahles. Ein nicht auf die Kante, sondern mit SB parallel auf den beliebigen Punkt B' auffallender Strahl $S'B'$ bewegt sich innerhalb des Prismas nach $B'B'' \,\|\, BF$, nach dem Austritte in der Richtung $B''x' \,\|\, Bx$.

Durch Rechnung lässt sich die Richtung des gebrochenen Strahles auf folgende Weise bestimmen. Es sei der Brechungsquotient des Pris-

mas $= n$. Der Einfallswinkel $l\,n\,o$ (Fig. 93) $= i$, der Austrittswinkel $l'\,n'\,o' = i'$. Man hat also

$$\frac{\sin i}{\sin x} = \frac{\sin i'}{\sin y} = n,$$

ferner ist:

$$x + y + z = 180$$
$$g + z = 180$$

also

$$x + y = g \text{ oder } y = g - x \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$
$$\sin i' = n \,.\, \sin y$$
$$= n \quad \sin\,(g - x)$$
$$= n \quad \sin\,(\sin g \cos x - \cos g \sin x),$$

da ausserdem:

$$\sin x = \frac{\sin i}{n}$$

und

$$\cos x = \sqrt{1 - \sin^2 x} = \frac{1}{n}\sqrt{n^2 - \sin^2 i},$$

so erhält man durch Substitution:

$$\sin i' = \sin g \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \cos g \sin i \quad . \; . \; . \; . \quad 2)$$

Sind also von den vier Grössen: Einfallswinkel i, Austrittswinkel i', Kantenwinkel g und Brechungsquotient n drei bekannt, so lässt sich die vierte daraus berechnen.

Die Ablenkung bei der ersten Brechung ist gleich $i - x$.

Die Ablenkung bei der zweiten Brechung ist gleich $i' - y$.

Mithin die ganze Ablenkung: $d = i + i' - (x + y) = i + i' - g$.

Man kann daher in Gleichung 2) statt i oder statt i' auch deren Werthe $i' = d + g - i$ oder $i = d + g - i'$ einführen.

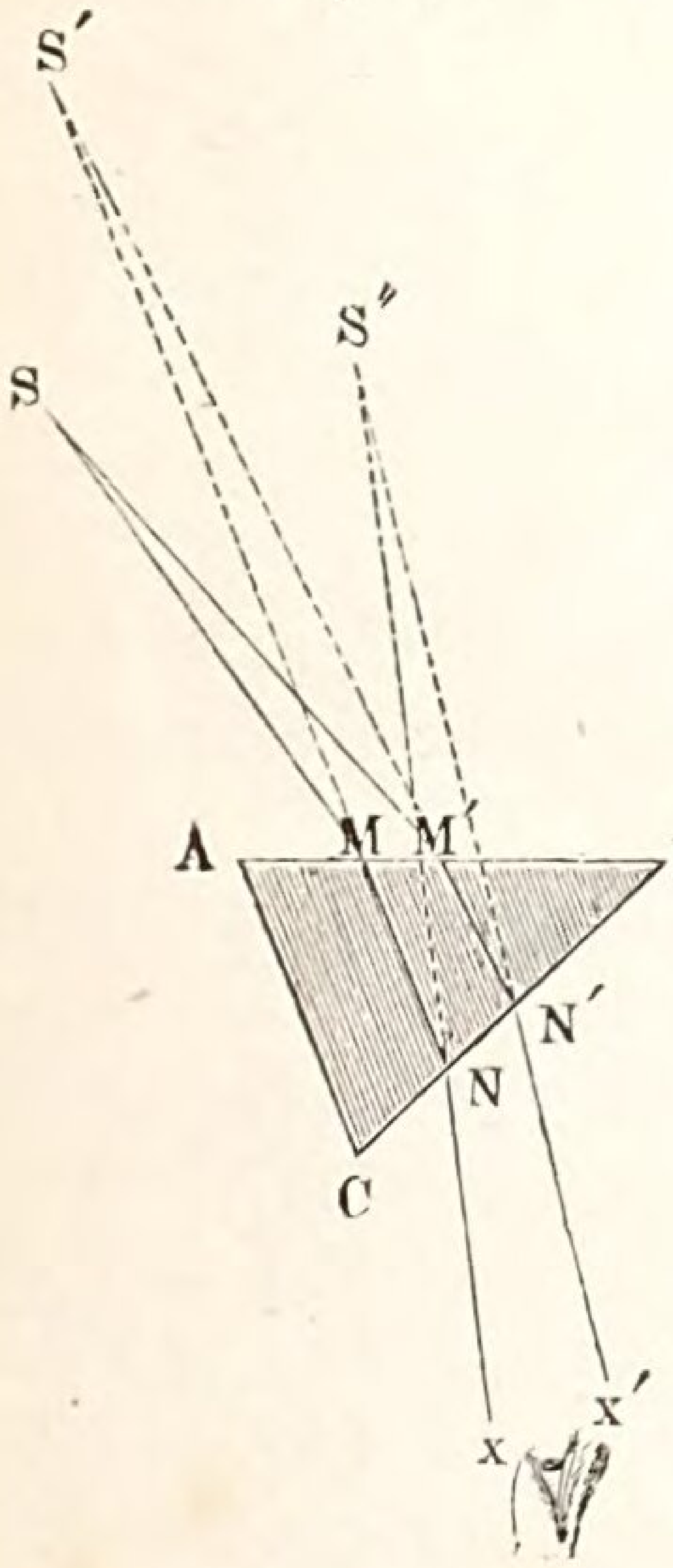
Wir wollen nun die Erscheinungen erklären, welche wir beobachten, wenn wir durch ein Prisma gegen einen leuchtenden Punkt schauen.

Denken wir uns (Fig. 95) von S aus zwei Strahlen SM und SM' in der Ebene eines Hauptschnittes auf AB fallen und auf die oben gezeigte Weise die Wege beider Lichtstrahlen construirt, so finden wir, dass die Strahlen nach der ersten Brechung weniger divergiren als vorher, indem sie rückwärts verlängert erst in S' zum Durchschnitte kommen würden. Die zweite Brechung vermehrt wiederum ihre Divergenz, sie schneiden sich rückwärts in S''. Durch Construction, so wie durch eine Rechnung, die wir wegen ihrer Umständlichkeit übergehen müssen, lässt sich zeigen:

1. Die Strahlen, welche von einem Punkte ausgehend das Prisma in einem Hauptschnitte durchsetzen, divergiren nach dem Austritte so, dass sie rückwärts verlängert, sich nicht genau in einem Punkte

schneiden, doch findet dies mit grosser Annäherung für Strahlen statt, die unter sich wenig divergiren.

Fig. 95.



2. In dem Falle, wo die ein- und austretenden Strahlen mit den Prismenflächen annähernd gleiche Winkel machen, ist auch ihre Divergenz nach dem Durchgange nahe ebenso gross wie zuvor und hat deshalb auch der Durchschneidungspunkt S'' nahe denselben Abstand von der Einfallsstelle wie der Ausgangspunkt S.

Aus 1 folgt, dass ein zwischen x und x' befindliches Auge den Punkt S in S'' zu sehen glaubt; wir können daher sagen, S'' sei ein virtuelles Bild von S. Schaut man daher durch ein Prisma mit senkrecht gestellter Kante gegen einen Punkt, so erblickt man denselben horizontal in der Richtung gegen die Kante verschoben.

Schaut man in derselben Weise gegen eine längere verticale (oder überhaupt gegen eine mit der Prismenkante parallele) gerade Linie, so erscheint ihr Bild zwar auch in demselben Sinne verschoben, aber zugleich etwas gekrümmt, und zwar so, dass die concave Seite gegen die Kante gekehrt ist.

Dies erklärt sich daraus, dass Strahlen, die nicht im Hauptschnitte verlaufen, d. h. nicht senkrecht auf die Kante, sondern unter schiefem Winkel mit derselben das Prisma durchsetzen, noch stärker abgelenkt werden, als Strahlen im Hauptschnitt, da für sie der brechende Winkel ein grösserer ist. Es lässt sich ihr Verlauf durch eine allerdings ziemlich complicirte Rechnung ableiten. Hier genügt es, darauf hinzuweisen, dass das durch ein Prisma erzeugte, abgelenkte Bild einer geraden Linie, z. B. einer Lichtspalte, zwar nicht genau, aber bei beschränkter Länge doch angenähert als geradlinig angesehen werden kann.

Untersuchen wir nun noch die Bedingungen für den Austritt des Strahles aus der zweiten Prismenfläche.

Wir wissen, dass ein Lichtstrahl, welcher sich in einem Mittel fortpflanzt, welches stärker brechend ist als Luft, nicht immer in die Luft austreten kann, und dass eine totale Reflexion stattfindet, wenn der Winkel, den der Strahl mit dem Einfallslothe macht, grösser ist als der Gränzwinkel; wir wollen nun untersuchen, unter welchen Umständen der Austritt aus einem Prisma stattfinden kann.

Es sei v der Werth des Gränzwinkels (für Glas, dessen Brechungsquotient $= 1{\cdot}533$, ist $v = 40^0 43'$) und g der brechende Winkel des Prismas (Fig. 93 Seite 81).

Wir haben vorhin unter 1) gefunden, dass

$$x = g - y.$$

Zunächst ist nun immer $x < v$, soll dann bei n' der Strahl austreten, so muss auch

$$y < v$$

sein. Daraus folgt als Austrittsbedingung für x

$$x > g - v$$

was mit Rücksicht auf $x < v$ nur möglich ist, wenn

$$g < 2v.$$

Soll also ein Lichtstrahl durch das Prisma hindurchgehen, so muss der brechende Winkel kleiner sein als der doppelte Betrag des Gränzwinkels.

Wenn z. B. der brechende Winkel eines Flintglasprismas über $75^0 12'$ ist, kann kein Strahl, welcher an der einen Seite eingetreten ist, durch die zweite Fläche austreten, er wird an ihr eine totale Reflexion erleiden. Für ein Flintglasprisma, dessen brechender Winkel 60^0 beträgt, ist der kleinste Werth von x, bei welchem noch ein Austritt auf der anderen Seite möglich sein soll, $60^0 - 37^0 36'$, also $22^0 24'$. Zu dem Brechungswinkel $22^0 24'$ gehört aber der Einfallswinkel von $39^0 14'$. Bei einem Flintglasprisma, dessen brechender Winkel 60^0 beträgt, darf also der einfallende Strahl ln, Fig. 96, sich dem Einfallsloth no nur bis auf $39^0 14'$ nähern, wenn an der Fläche bc noch ein Austritt möglich sein soll. Ist der Winkel lno kleiner als $39^0 14'$, so muss der an der Fläche ab eintretende Strahl an der Fläche bc eine totale Reflexion erleiden.

Je mehr nun der brechende Winkel g des Prismas abnimmt, desto kleiner wird der Gränzwerth von x, für welchen noch ein Austritt möglich ist, desto mehr darf also auch der einfallende Strahl ln sich dem Einfallslothe nähern. Wenn $g = v$, so ist der Gränzwerth für x gleich Null, es können also alle Strahlen austreten, welche in einer Richtung ln einfallen, die innerhalb des Winkels ona liegt. Wenn $g < v$, so können auch noch solche Strahlen austreten, deren Eintrittsrichtung in den Winkel onb fällt.

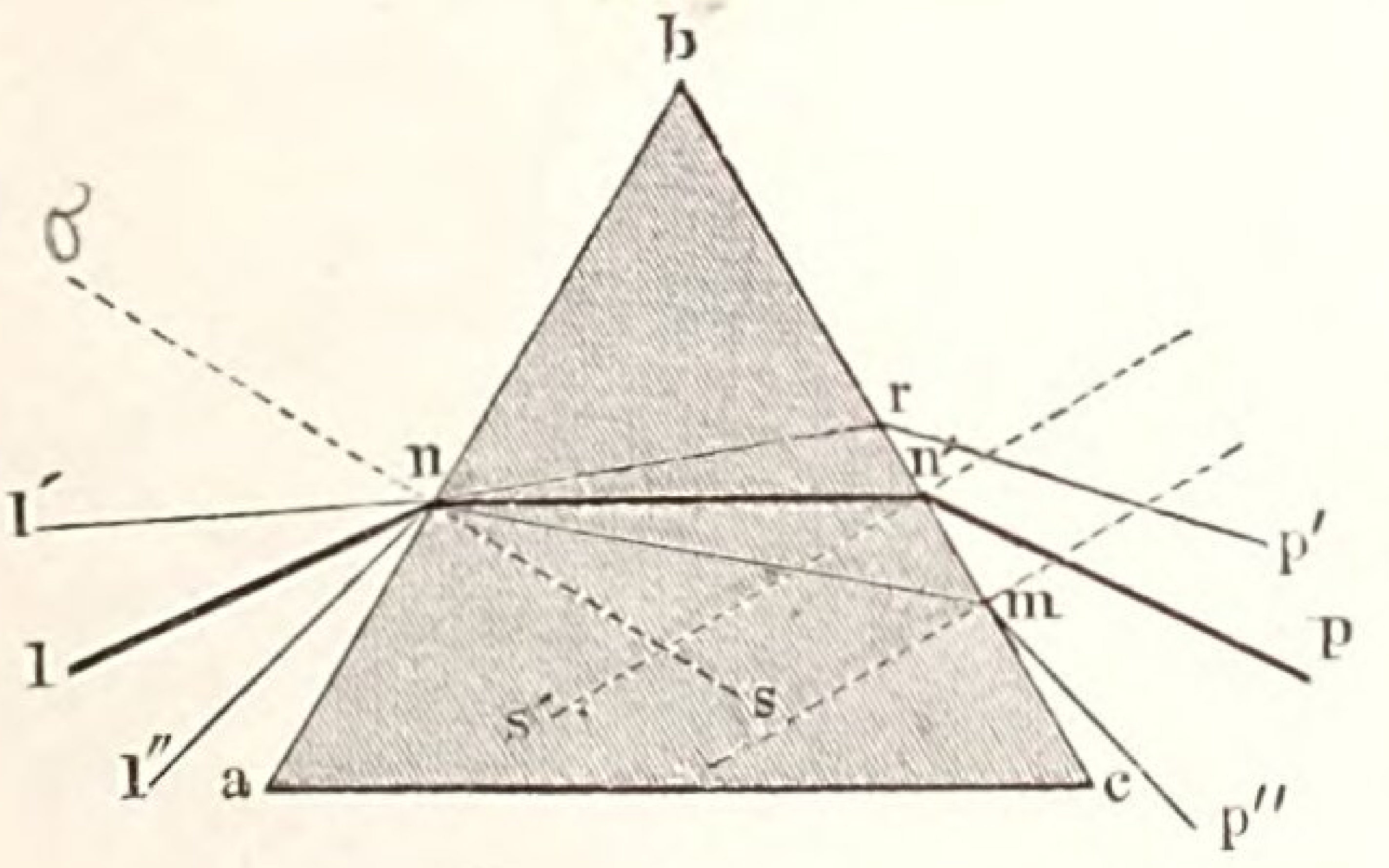
22 **Minimum der Ablenkung.** Wenn ein Lichtstrahl so durch ein Prisma geht, dass er mit den beiden brechenden Flächen gleiche Winkel macht, so ist die Totalablenkung, welche der Strahl durch das Prisma erleidet, kleiner als bei jeder anderen Lage des gebrochenen Strahles.

Von der Wahrheit dieses wichtigen Satzes kann man sich leicht überzeugen. Der Strahl ln, Fig. 96, sei so gebrochen, dass der gebrochene Strahl nn' gleiche Winkel mit den Flächen ba und bc macht, so ist auch der Brechungswinkel snn' gleich dem Winkel $s'n'n = x$, und die Ablenkung d, die der Strahl bei n erfährt, ist gleich der Ab-

lenkung bei n'; folglich ist die totale Ablenkung, d. h. der Winkel, welchen der einfallende Strahl $l\,n$ mit dem austretenden $n'p$ macht,

$$D = 2\,d.$$

Fig. 96.



Wenn nun die Richtung des einfallenden Strahles verändert wird, wenn er etwa in der Richtung $l'n$ einfiele, so würde der gebrochene Strahl die Richtung $n\,m$ haben, der Brechungswinkel $s\,n\,m$ wäre also jetzt kleiner als x, während der Winkel, den $n\,m$ mit dem in m errichteten Einfallslothe macht, um eben so viel grösser ist, als x; die Ablenkung bei n hat also abgenommen, auf der andern Seite aber hat sie zugenommen. Bezeichnen wir die Abnahme der Ablenkung bei n mit α, so ist jetzt hier die Ablenkung $d - \alpha$. Nach der auf Seite 76 angestellten Betrachtung muss aber die Ablenkung bei m um mehr als α zugenommen haben; wir können also die bei m stattfindende Ablenkung mit $d + \alpha + \beta$ bezeichnen. Die Totalablenkung D' ist aber die Summe der an beiden Flächen stattfindenden Ablenkungen, also

$$D' = d - \alpha + d + \alpha + \beta$$

oder

$$D' = 2\,d + \beta,$$

sie ist also grösser als die Ablenkung D.

Hätte der einfallende Strahl die Richtung $l''n$ gehabt, so wäre die Ablenkung an der ersten Fläche grösser als d, an der zweiten kleiner als d geworden; die Zunahme der Ablenkung an der ersten Fläche ist aber bedeutender als die Abnahme der zweiten, folglich ist auch in diesem Falle die Totalablenkung grösser als bei symmetrischem Durchgange des Strahles.

Um die Abhängigkeit des Austrittswinkels vom Einfallswinkel und die Existenz eines Minimums der Ablenkung für den Fall der symmetrischen Lage der Strahlen zu demonstriren, kann man sich auch einer von mir construirten, einfachen, mechanischen Vorrichtung bedienen, von welcher die Figuren 97 und 98 (a. f. S.) eine Abbildung geben. $A\,B\,C$ stellt den Hauptschnitt des Prismas vor, dessen brechender Winkel $g = 60^0$, dessen Brechungsquotient $n = 1.5$ angenommen wurde. Die um den Punkt B drehbaren Zeiger stellen die Strahlenrichtungen und zwar $S\,B$ des einfallenden, $B\,F$ des einmal gebrochenen durch das Prisma gehenden, $B\,X$ des austretenden Strahles vor. $K\,F\,G$ ist ein starres Winkelstück, dessen Winkel gleich dem Kantenwinkel g. Der Scheitel dieses Winkels ist um den Endpunkt F des Zeigers $B\,F$ drehbar und längs der Peripherie $F\,n$ frei beweglich. Das Ende K des Schen-

kels FK ist mittelst frei beweglichen Scharniers an die Stange KL gekoppelt, die sich um den festen Punkt L drehen lässt. Die Längen

Fig. 97.

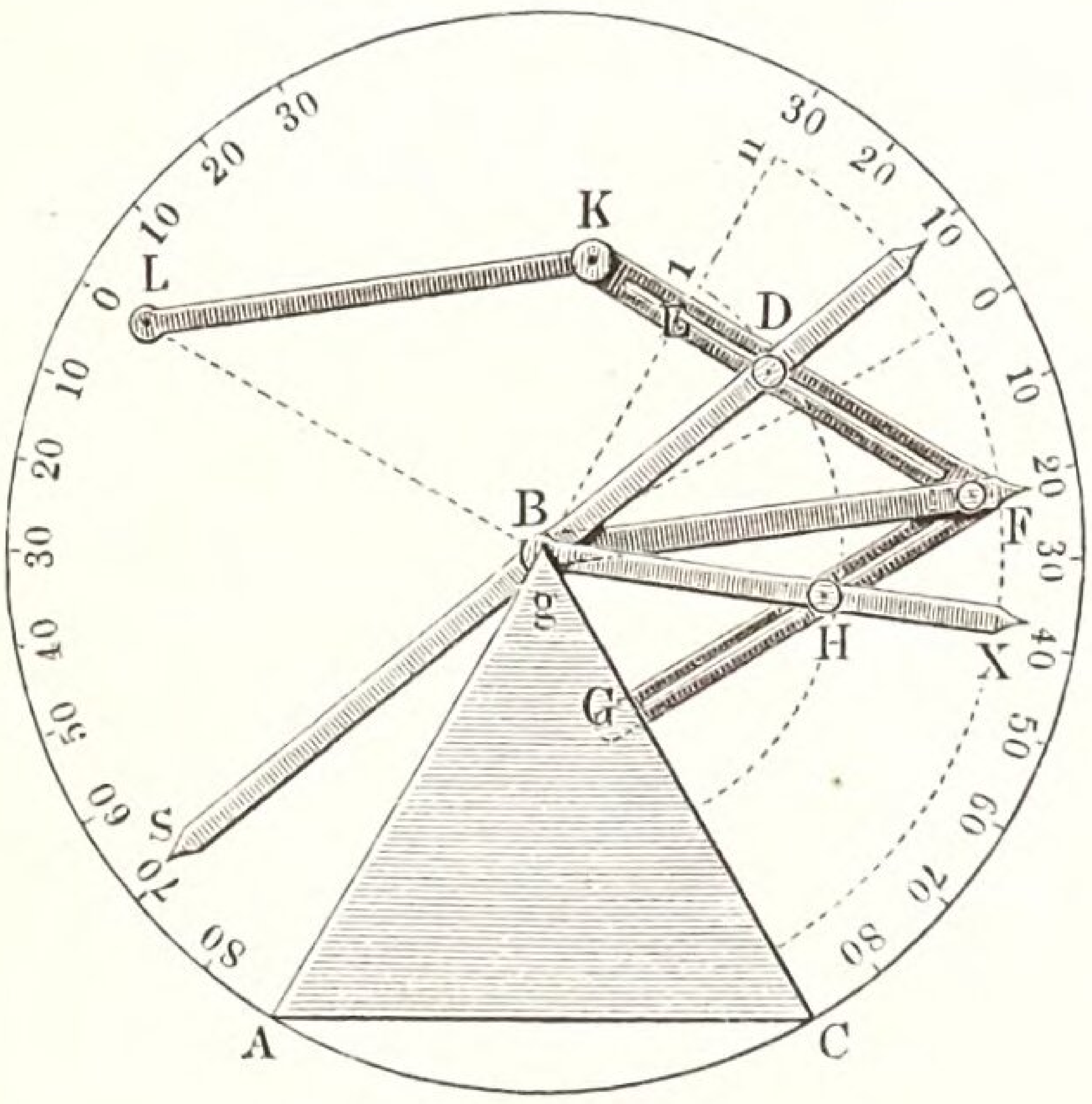
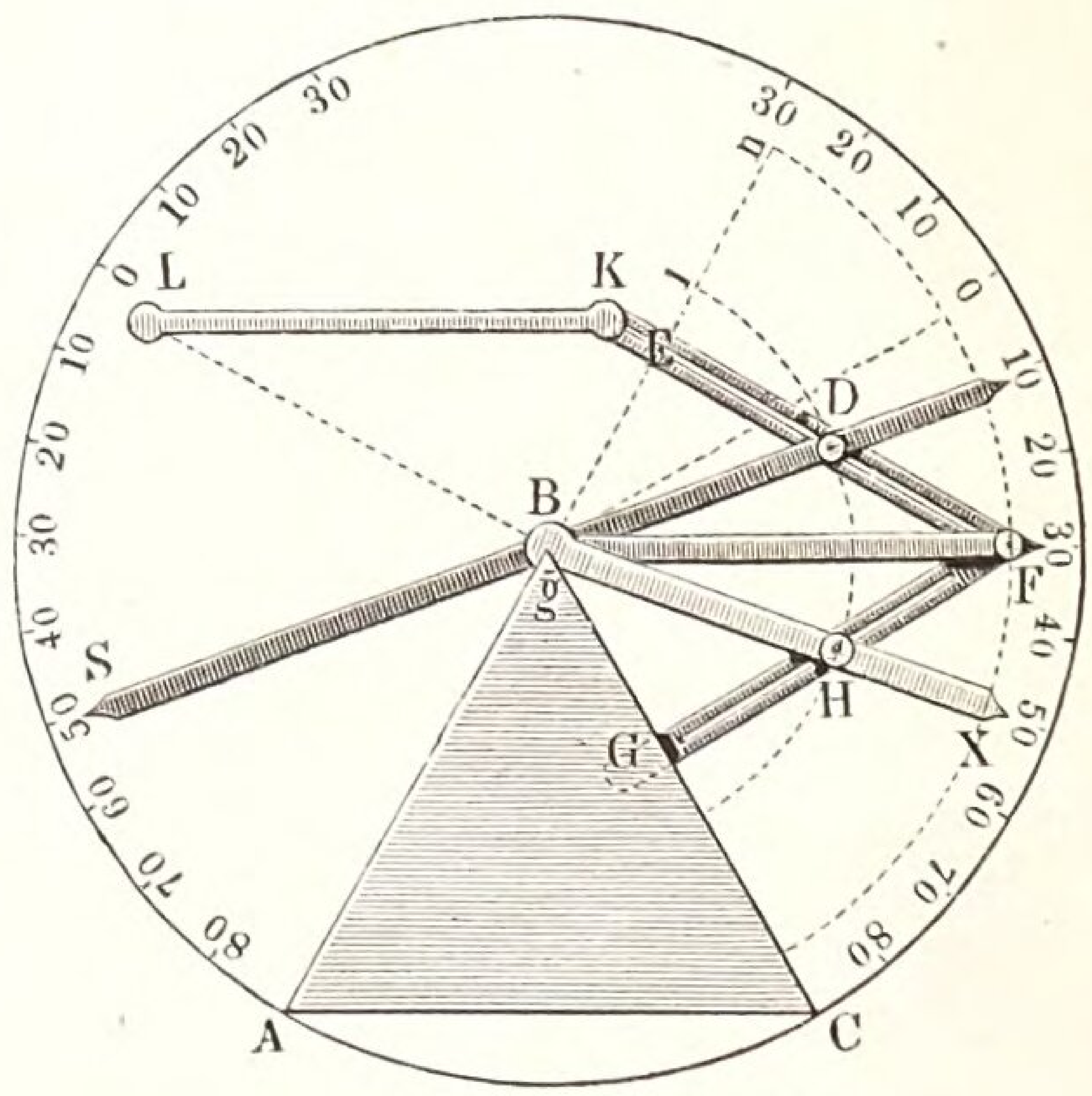


Fig. 98.



BF, KF, KL und BL sind einander gleich, L liegt im Einfallslothe oB. Hierdurch ist für das Winkelstück KFG eine Führung gegeben, die dasselbe zwingt, stets zu sich selbst parallel zu bleiben; es bleiben deshalb auch stets die Schenkel FK und FG senkrecht auf die Prismenflächen AB und BC gestellt, mag man F auf der Peripherie irgendwohin versetzen. Der verlängerte Zeiger SB und der Zeiger BX tragen in den Punkten D und H im Abstande $BD = BH$, der sich zu BF verhält wie $1 : n$, nach hinten vorstehende cylindrische Zapfen, welche in Längsschlitzen der Schenkel KF und FG gleiten. Diese Vorrichtung erfüllt nun genau die Bedingungen der in Fig. 94 ausgeführten Construction, deren Buchstabenbezeichnung mit jener der Fig. 97 und 98 übereinstimmt. Giebt man daher dem Einfallsstrahl SB irgend welche Richtung, so stellen sich die Zeiger BF und BX in die Richtung des einmal gebrochenen und des austretenden Strahls. Man hat nämlich in jeder Lage:

$$BE = BD \,.\, \sin BDE = BF \sin BFE$$
$$BD \,.\, \sin i \quad = BF \sin x$$
$$\frac{\sin i}{\sin x} = \frac{BF}{BD} = n,$$

ferner:

$$BG = BH \,.\, \sin BHG = BF \sin BFG$$
$$BH \sin i' = BF \sin y$$
$$\frac{\sin i'}{\sin y} = \frac{BF}{BH} = n,$$

wobei i und i' den Eintritts- und Austrittswinkel, x und y die zugehörigen Brechungswinkel bedeuten.

Die kleinste Ablenkung tritt (Fig. 98) dann ein, wenn die Halbirungslinie des Winkels KFG durch B geht, denn dann ist der von den Schenkeln FK und FG aus dem innern Kreise herausgeschnittene Bogen DH am kleinsten, wie eine einfache geometrische Ueberlegung erkennen lässt. Die am Rande aufgetragene Kreistheilung dient dazu, dies zu demonstriren. Die eben beschriebene mechanische Vorrichtung kann von Mechaniker Miller in Insbruck bezogen werden.

Wenn man durch ein Prisma das Bild eines Gegenstandes betrachtet, so kann man durch die Drehung des Prismas leicht die Stellung ermitteln, für welche die Ablenkung ein Minimum ist; hat man das Prisma so gestellt, so macht auch der gebrochene Strahl im Prisma gleiche Winkel mit den Seitenflächen, oder, mit anderen Worten, er steht rechtwinklig auf der Halbirungslinie des brechenden Winkels.

Bestimmung des Brechungsquotienten fester und flüssiger Körper durch Messung der prismatischen Ablenkung. 23

Die im §. 21 abgeleitete Beziehung zwischen Einfallswinkel, Austrittswinkel, Kantenwinkel und Brechungsquotient kann benutzt werden, um durch Messung der ersten drei Grössen die letzte, nämlich den Brechungsquotienten der Substanz des Prismas zu ermitteln. Bequemer noch erhält man denselben aus dem Kantenwinkel und der gemessenen Minimalablenkung auf folgende Weise:

In Fig. 99 sei $lnn'p$ ein Lichtstrahl, welcher das Prisma symmetrisch durchläuft, so ist der Winkel d, den ln mit ab macht, gleich dem Winkel

$$cn'p = 90^0 - i,$$

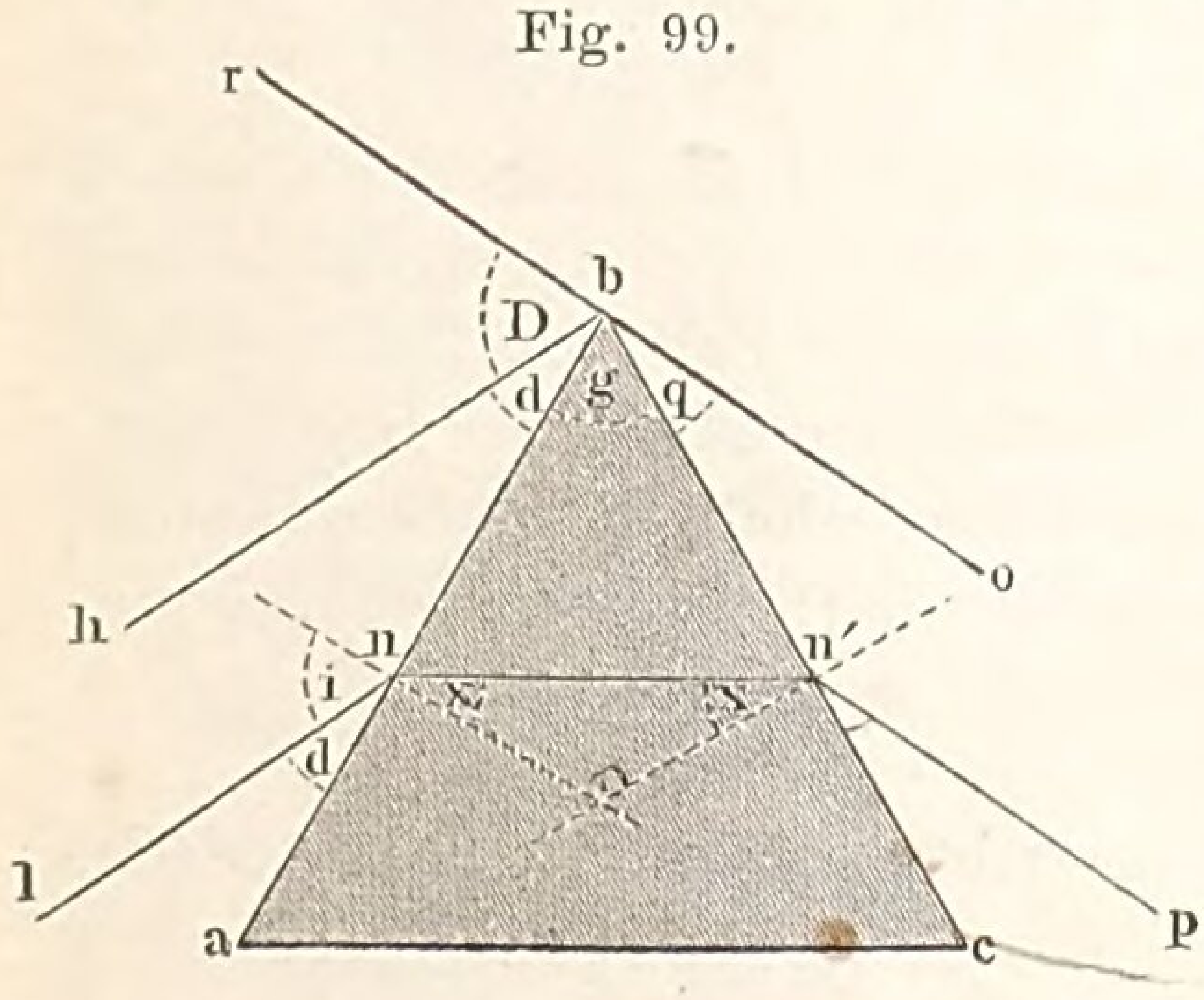
wenn mit i der Einfallswinkel bezeichnet wird. Denken wir uns nun durch die Spitze b des Prismas ro parallel mit dem austretenden und hb parallel mit dem eintretenden Strahle gezogen, so ist hbr der Ablenkungswinkel D.

Nun aber ist

$$D = 180^0 - d - g - q,$$

ferner ist $d = q = 90^0 - i$, also

Fig. 99.



$$D = 2i - g$$

und daraus

$$i = \frac{D + g}{2}.$$

In §. 21 haben wir gesehen, dass

$$x + y = g,$$

wenn x und y die Winkel bezeichnen, welche der Strahl im Prisma mit den auf der Eintritts- und Aus-

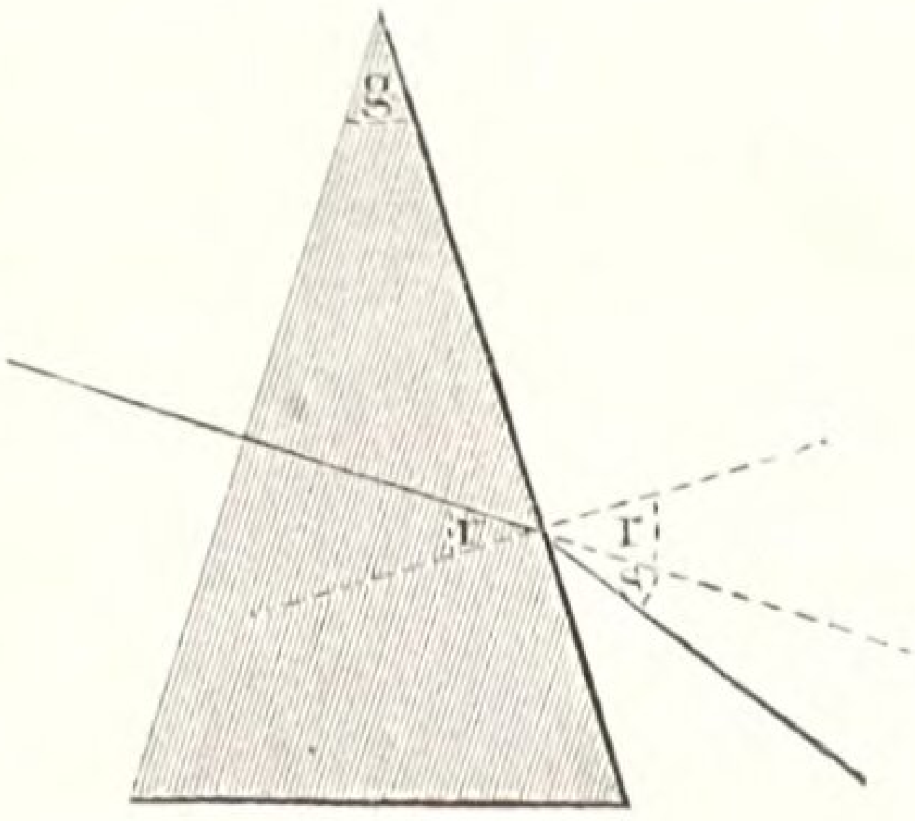
trittsfläche errichteten Einfallslothen macht. In unserem Falle ist aber $x = y$, folglich $x = \frac{g}{2}$, und endlich

$$n = \frac{sin\, i}{sin x} = \frac{sin \frac{D + g}{2}}{sin \frac{g}{2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Nach dieser wichtigen Formel kann man also stets den Brechungsquotienten n für ein Prisma berechnen, wenn man seinen brechenden Winkel g und das Minimum der Ablenkung D gemessen hat, welche es hervorbringt.

Meyerstein hat zur Bestimmung der Brechungsquotienten mittelst Prismen ein anderes Verfahren angegeben, bei welchem das Prisma so gestellt wird, dass der Strahl nur bei seinem Eintritte in dasselbe eine Ablenkung erleidet, die zweite Fläche aber ohne weitere Ablenkung passirt, indem er rechtwinklig zu derselben austritt. In Fig. 100 ist dieser Gang des Strahles dargestellt. Es ist klar, dass in diesem Falle der Brechungswinkel r gleich ist dem brechenden Winkel g des Prismas, und dass ferner der Einfallswinkel i gleich ist $r + s$, also auch gleich $g + s$, wenn wir mit s die Ablenkung bezeichnen, welche der Strahl bei seinem Eintritte in das Prisma erleidet. Da nun der Brechungsquotient $n = \frac{sin\, i}{sin\, r}$, so haben wir auch

Fig. 100.



$$n = \frac{sin\,(g + s)}{sin\, g} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

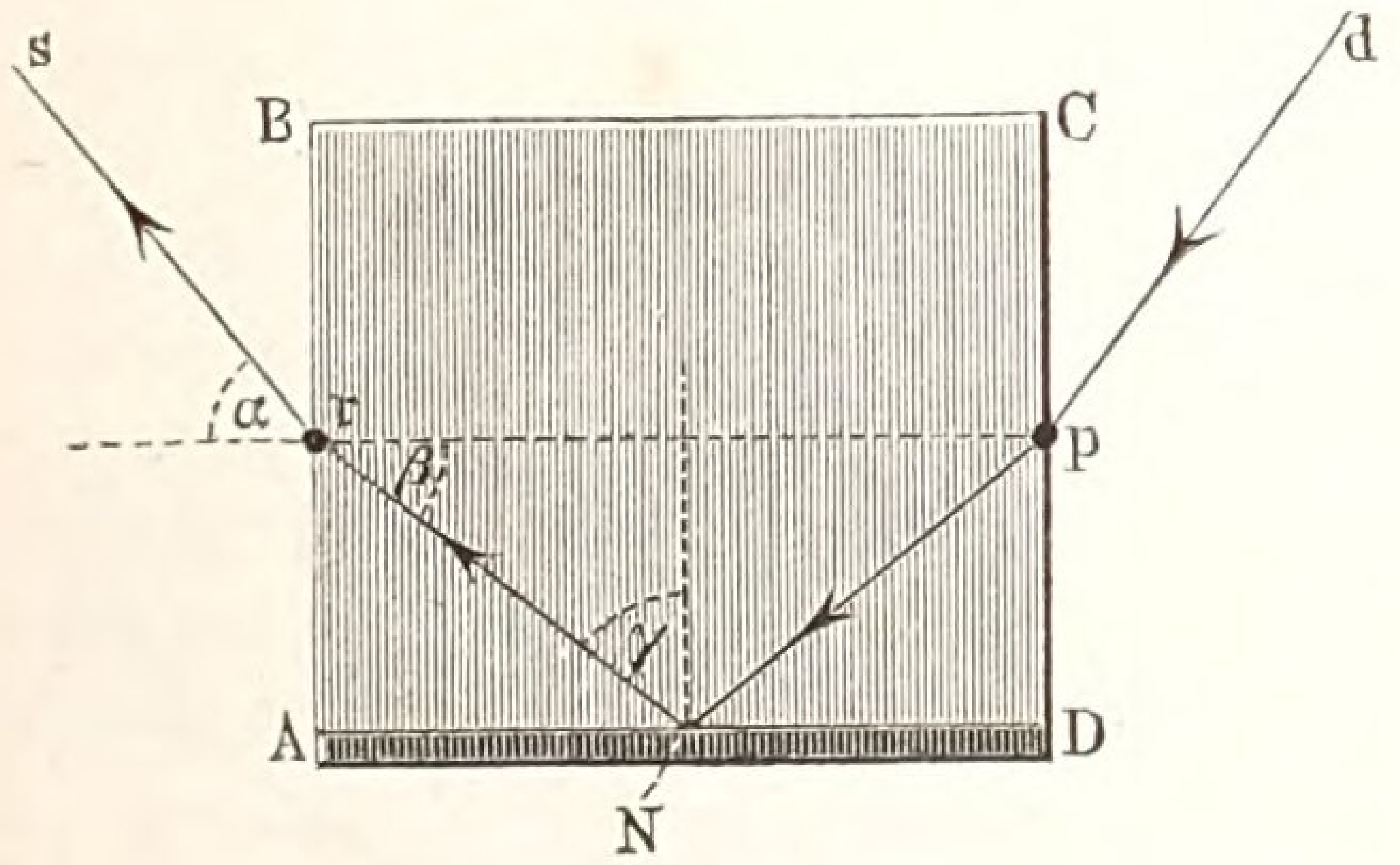
wenn für i und r die eben angeführten Werthe gesetzt werden.

Bisher wurde vorausgesetzt, dass ein Lichtstrahl ungetheilt durch das Prisma hindurchgehen könne. Dies ist nur bei einfarbigem (monochromatischem), nicht aber beim weissen Lichte der Fall. Die Zerstreuung, welche letzteres erleidet, ist daher für die Bestimmungen der Brechungsquotienten von grösstem Einfluss. Wir müssen deshalb die nähere Besprechung der angedeuteten Methoden und der dabei angewendeten Apparate, sowie auch der erhaltenen Resultate auf später verschieben.

24 **Bestimmung der Brechungsquotienten durch totale Reflexion.** In sinnreicher Weise benutzte Wollaston (Gilbert's

Annalen XXXI) die totale Reflexion zur Bestimmung der Brechungsquotienten flüssiger Stoffe. In Fig. 101 sei $ABCD$ der Durchschnitt eines rectangulären Glasprismas, dessen einander parallele Gränzflächen AB und CD vertical stehen, während AD eine horizontale Lage einnimmt. In einer zur Zeichnungsebene parallelen Ebene falle nun ein Lichtstrahl dp auf die Fläche CD, so wird er nach pN gebrochen, in N gespiegelt und tritt bei r in der Richtung rs aus. Der Winkel α, welchen der bei r ausgetretene Strahl mit seinem Einfallsloth macht, ist gleich dem Einfallswinkel von dp und ebenso ist der Winkel β, welchen der bei r austretende Strahl Nr mit seinem Einfallslothe macht, gleich dem Brechungswinkel des bei p eingetretenen Strahles pN; pN und Nr machen gleiche Winkel γ mit dem Einfallslothe des Punktes N.

Fig. 101.



Aus dem Anblick der Figur ergiebt sich, dass

$$sin\,\gamma = \sqrt{1 - (sin\,\beta)^2}.$$

Bezeichnen wir mit n den Brechungsquotienten der Glassorte, aus welcher das Glasprisma $ABCD$ verfertigt ist, so ist

$$sin\,\alpha = n \,.\, sin\,\beta$$

oder

$$sin\,\beta = \frac{sin\,\alpha}{n}$$

also

$$sin\,\gamma = \sqrt{1 - \frac{(sin\,\alpha)^2}{n^2}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Die Spiegelung bei N wird gewöhnliche Glasspiegelung sein, wenn der Winkel γ kleiner ist als der Gränzwinkel für den Uebergang eines Strahls aus Glas in die Substanz, welche sich bei N direct unter der Gränzfläche AD befindet.

Bezeichnen wir mit n_1 den Brechungsquotienten der an der Fläche AD mit dem Glase in Berührung gebrachten Substanz, so haben wir für den entsprechenden Gränzwinkel g

$$sin\,g = \frac{n_1}{n}$$

also

$$n_1 = n\,sin\,g \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

vorausgesetzt, dass $n_1 < n$. Nehmen wir nun an, der Winkel α habe gerade einen solchen Werth a, dass der Reflexionswinkel γ dem Gränzwinkel g gleich wird, so haben wir nach Gleichung 1)

$$sin\, g = \sqrt{1 - \frac{(sin\, a)^2}{n^2}}$$

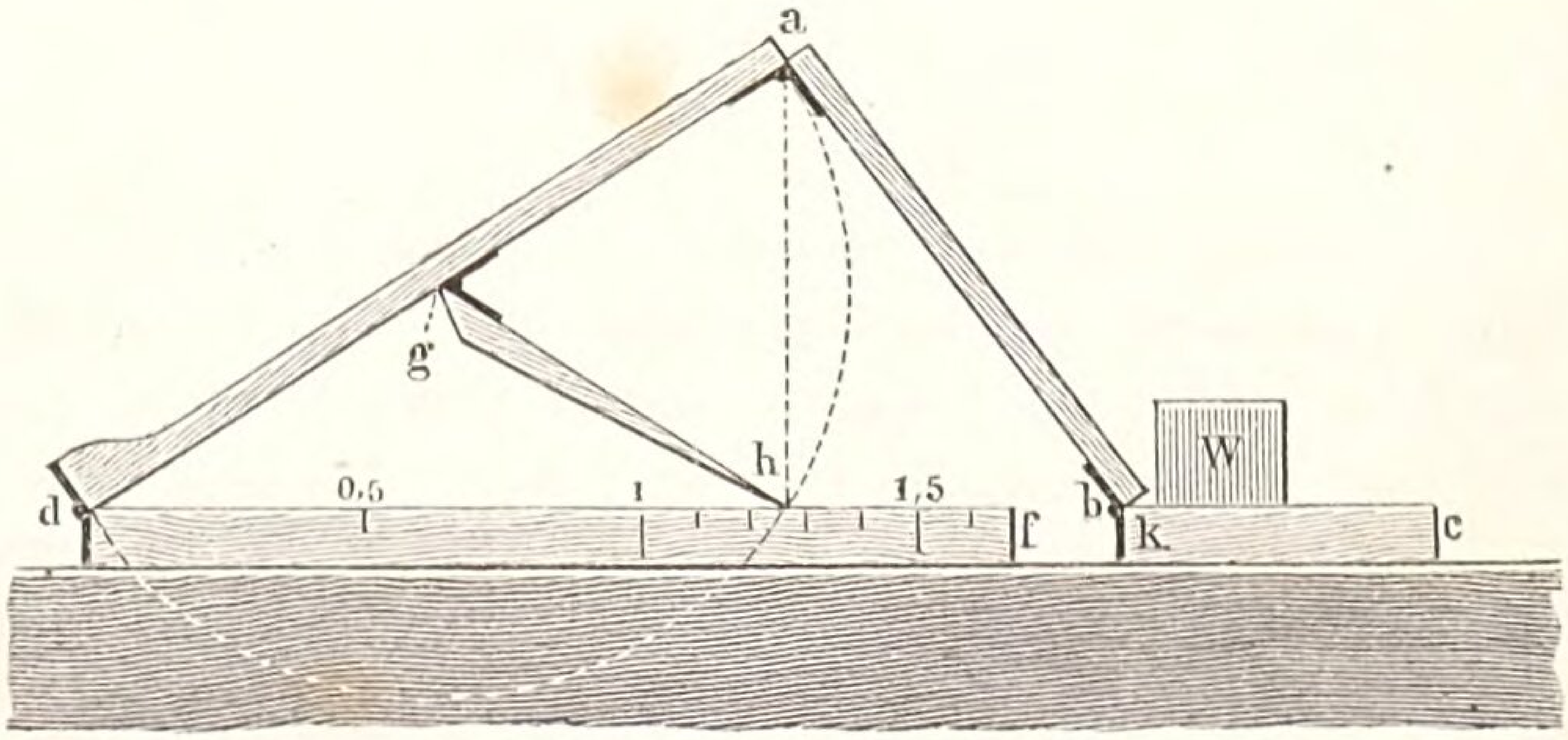
und also nach Gl. 2)

$$n_1 = \sqrt{n^2 - (sin\, a)^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Nach dieser Gleichung kann man also den Brechungsquotienten der bei AD applicirten Substanz berechnen, wenn man den Brechungsquotienten des Glasprismas $ABCD$ kennt und den Werth a des Winkels α gemessen hat, für welchen die Spiegelung bei N eben in totale Reflexion übergeht.

Um den Winkel a zu messen, könnte man folgende Vorrichtung anwenden. Auf einer Holzleiste bc, Fig. 102, steht der Glaswürfel W. An der Stelle, auf welche die Mitte der Kante k des Glaswürfels zu stehen kommt, ist eine kleine Vertiefung im Holzstück bc angebracht, damit man hier bequem einen Tropfen der zu untersuchenden Flüssigkeit an der unteren Fläche des Würfels anbringen kann. An bc ist nun mittelst eines Charniers die geradlinige Leiste ab befestigt (der übrige Theil adf des Apparates bleibt vor der Hand unberücksichtigt), deren obere Fläche gegen die Mitte der Kante k gerichtet ist. Ueber die obere Fläche von ab nach dem Würfel hin schauend, erscheint nun die untere Fläche des Würfels W in Folge totaler Reflexion stets in silberhellem Glanze, wenn von der andern Seite her das Licht des Himmels auf den Würfel fällt, welche Lage man auch der Leiste ab geben mag, so lange eine Luftschicht mit der unteren Fläche des Würfels in Berührung ist. Bringt man aber in der Mitte der Kante k einen Flüssigkeitstropfen unter die

Fig. 102.



untere Würfelfläche, so erscheint derselbe als dunkler Fleck, wenn die Visirlinie, in welcher man nach k hinschaut, einen hinlänglich kleinen

Winkel mit der Horizontalen macht. Jedenfalls kann man der Schiene ab eine solche Lage geben, dass der Flüssigkeitstropfen noch eben als dunkler Fleck sichtbar ist, während er bei der geringsten Annäherung von ab gegen die Verticale verschwindet.

Hat man nun eine (in unserer Figur fehlende) Vorrichtung an dem Apparate angebracht, um den Winkel a zu messen, welchen die Schiene ab mit der Horizontalen macht, wenn der fragliche Fleck eben verschwindet, so hat man diese Werthe von a nur in Gl. 3) zu setzen, um den Brechungsquotienten n_1 der an der unteren Fläche des Glaswürfels applicirten Flüssigkeit zu berechnen.

Wollaston macht aber durch seinen Apparat auch diese Berechnung überflüssig. An ab ist nämlich mittelst Charnier die Schiene ad und an dieser abermals mittelst Charnier die Leiste df befestigt. Die Länge der Schiene ab verhält sich zur Länge von ad wie $1 : n$, d. h. wie 1 zum Brechungsquotienten der Glassorte, aus welcher der Würfel W verfertigt ist.

An der Mitte von ad ist bei g mittelst Charniers das Stäbchen gh befestigt, dessen Länge genau $\frac{1}{2} ad$ ist und dessen unteres Ende sich längs einer Theilung fortbewegt, deren Nullpunkt bei d liegt und deren Einheit die Länge ab ist.

Hat man nun die Schiene ab so gestellt, dass über sie nach k hinschauend der Fleck bei k eben verschwindet, so zeigt die Spitze h des Stabes gh auf den Theilstrich der Scale df, dessen Zahl gleich ist dem Brechungsquotienten der bei k applicirten Flüssigkeit, denn

$$dh = \sqrt{da^2 - ah^2}$$

$$dh = \sqrt{n^2 - (\sin a)^2}$$

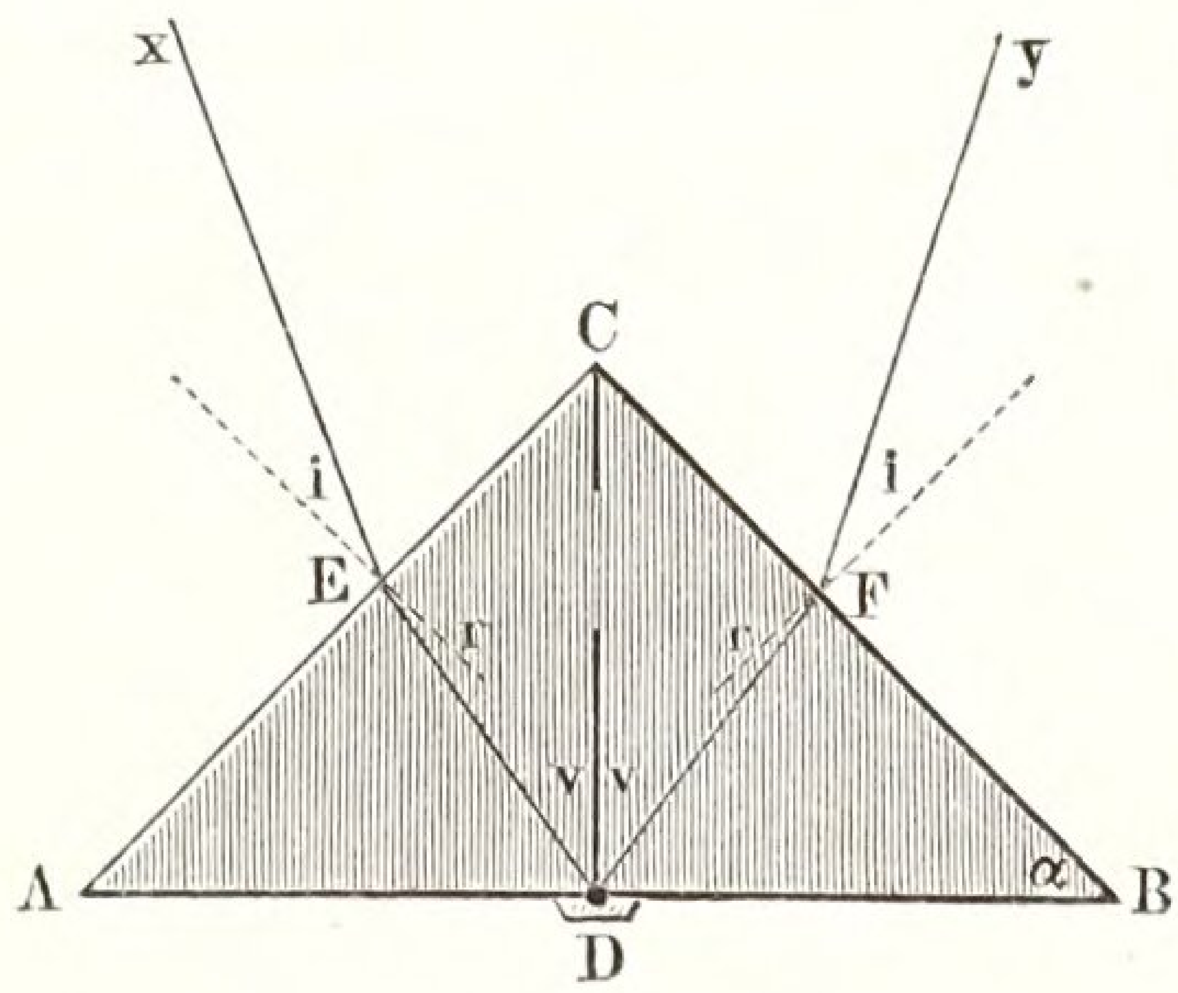
da ja $ab = 1$, Winkel $abh = a$ und $ad = n$ ist.

Der eben beschriebene Apparat zeichnet sich wohl mehr durch sinnreiche Anordnung als grosse Genauigkeit der Messungen aus. Man erreicht denselben Zweck auch auf folgende einfachere Weise:

Eine kleine Quantität der Substanz, deren Brechungsquotient n' zu bestimmen ist, wird auf die Mitte D der Hypothenusenfläche AB eines rechtwinkligen, gleichschenkligen Glasprismas ABC gebracht (Fig. 103 a. f. S.). Der Brechungsquotient der Glassorte n muss bekannt und grösser sein als n'. Licht, welches in der Richtung xE einfällt, wird nach D gebrochen, dann nach F reflectirt und tritt in der Richtung Fy aus; dabei sind die Wege links und rechts symmetrisch, die Winkel i, r und v auf beiden Seiten einander gleich. Ein in der Richtung y befindliches Auge erhält demnach das von x kommende Licht. Es ist nun leicht, die Richtung Fy und mithin auch die Richtung Ex so zu wählen, dass der Winkel v eben gleich dem Gränzwinkel für den Uebergang des Lichtes aus dem Glase in die Substanz wird. In diesem Falle findet nämlich an den an

die Luft grenzenden Parthien der Fläche AB totale Reflexion statt, während an der Stelle, wo die Substanz am Glase anliegt, die Reflexion noch eine partielle ist. Es erscheint in Folge dessen die Fläche AB in hellem Glanze mit einem dunklen Flecke an der Stelle der Substanz. Lässt man v noch etwas zunehmen, so findet überall totale Reflexion statt und der Fleck verschwindet. Es handelt sich also darum, den Werth des Winkels v für die Gränzstellung auszumitteln, bei welcher der Fleck eben verschwindet und daraus den Brechungsquotienten zu berechnen. Zu diesem Zweck kann man das Prisma auf dem Tischchen eines Goniometers so aufstellen, dass die Kanten senkrecht stehen. Mit einem Fernrohr visirt man senkrecht auf die Fläche BC und controllirt die genaue senkrechte Lage der Visur dadurch, dass man die Vorderfläche BC als Spiegel benutzt. Man notirt dann die Winkelablesung am Theilkreise des Goniometers und dreht hierauf das Prisma sammt Tischchen so weit, bis man durch das Fernrohr den Fleck der Substanz eben verschwinden sieht. Man notirt neuerdings die Winkelablesung. Die Differenz derselben giebt den Winkel i.

Fig. 103.



Nun rechnet man zuerst $\sin r = \frac{\sin i}{n}$, dann $v = \alpha - r$, endlich $n' = n \sin v$.

Man hat nach dieser Methode die Brechungsquotienten verschiedener Substanzen, sogar solcher, die gar nicht durchsichtig sind, ermittelt, z. B.:

Wachs	1·542	(Wollaston)
Talg	1·492	„
Colophonium	1·543	„
Campher	1·480	(Pfaundler)
Einfach-Chlorcampher .	1·493	„
Doppelt-Chlorcampher .	1·505	„

Ein wesentlicher Vortheil der Wollaston'schen Methode ist der Umstand, dass sehr kleine Mengen Substanz zur Untersuchung ausreichen. Wir kommen später auf weitere Vervollkommnungen dieser Methode zu sprechen.

25 **Der absolute Brechungsquotient, das Brechungsvermögen und die brechende Kraft.** Wir haben bisher beim Brechungsquotienten stets an den Uebergang des Lichtes aus Luft in eine

Substanz gedacht. Es fragt sich nun, ob für den Uebergang aus dem leeren Raume in dieselbe Substanz derselbe Brechungsquotient gilt. Dies würde offenbar der Fall sein, wenn das Licht beim Eintritt aus dem leeren Raume in Luft gar nicht abgelenkt würde, also der Brechungsquotient der Luft gegenüber dem leeren Raum = 1 wäre. Dies ist, wie wir im folgenden Paragraph sehen werden, nicht der Fall, sondern dieser Quotient hat den Werth 1·000294. Man nennt den Brechungsquotienten für den Uebergang aus dem leeren Raum in ein Medium den absoluten Brechungsquotienten. Nach dem in §. 17 Gesagten leuchtet sofort ein, dass man die auf Luft bezogenen Brechungsquotienten irgend welcher Substanzen nur mit dem absoluten Brechungsquotienten der Luft 1·000294 zu multipliciren braucht, um die absoluten Brechungsquotienten derselben zu erhalten. Die hieraus folgende Aenderung der Zahlenwerthe ist eine so geringe, dass sie nur bei sehr genauen Messungen in Betracht kommt und daher meistens vernachlässigt werden kann.

Man ist übereingekommen, das um die Einheit verminderte Quadrat des Brechungsquotienten, also den Werth $n^2 - 1$, die brechende Kraft, den Quotienten aber, welchen man erhält, wenn man die brechende Kraft eines Körpers mit seinem specifischen Gewicht dividirt, also $\frac{n^2 - 1}{d}$, sein Brechungsvermögen zu nennen. Man findet hierfür auch häufig den Ausdruck specifisches Brechungsvermögen.

Diese Definitionen sind nicht ganz willkürlich, wie es auf den ersten Blick wohl scheinen möchte. Sie stehen in Beziehung zu den Theorien über das Wesen des Lichtes, auf welche wir später zu sprechen kommen. Hier können wir darüber Folgendes vorausschicken:

Die brechende Kraft ist nach der Emissionstheorie der Zuwachs, welchen das Quadrat der Geschwindigkeit des Lichtes beim Uebergange aus dem leeren Raume in einen brechenden Körper erleidet; denn nach dieser Theorie nimmt die Geschwindigkeit des Lichtes beim Uebergange in stärker brechende Mittel zu.

Nach der Vibrationstheorie ist n^2 die Dichtigkeit des Aethers im brechenden Körper, wenn 1 die Dichtigkeit des Aethers im leeren Raume ist. Die brechende Kraft $n^2 - 1$ ist also ein Maass für den Ueberschuss der Dichtigkeit des Aethers im brechenden Medium.

Man kann die brechende Kraft eines Körpers auf absolute und relative Weise bestimmen; so sind z. B. 1·326 und 0·785 die absoluten brechenden Kräfte oder die Werthe von $n^2 - 1$ für Glas und Wasser; dividirt man aber die erstere Zahl durch die zweite, so erhält man 1·600, welches die relative brechende Kraft des Glases zu der des Wassers ist.

Das Brechungsvermögen, also der Werth von $\frac{n^2 - 1}{d}$, ist für Glas 0·533, für Wasser 0·785; das Brechungsvermögen des Glases auf das Wasser bezogen ist aber $\frac{0{\cdot}533}{0{\cdot}785} = 0{\cdot}679$.

Wenn ein Körper sich ausdehnt oder verdichtet, so ändert sich mit seiner Dichte auch sein Brechungsquotient; das Brechungsvermögen scheint aber wenigstens nahe constant zu bleiben, so lange der Körper nicht in den gasförmigen Zustand übergeht. Neuere Untersuchungen ergeben, dass nicht die Grösse $\frac{n^2 - 1}{d}$, sondern $\frac{n - 1}{d}$ nahe constant bleibe, wenn sich die Dichte ändert, worauf wir später zurückkommen werden.

26 **Brechungsquotienten der Gase.** Um die Brechungsquotienten der Gase zu ermitteln, wandten Biot und Arago (Gilb. Annal. XXV und XXVI) ein aus einer dickwandigen Glasröhre gebildetes Hohlprisma AB, Fig. 104, an. An beiden Enden ist die Röhre schräg abgeschliffen und auf die Schnittflächen sind Platten von Spiegelglas aufgekittet, deren Flächen einander genau parallel sind und welche die Röhre auf beiden Seiten hermetisch verschliessen. Der Winkel, welchen die beiden Platten mit einander machen, also der brechende Winkel des Prismas, muss wegen der schwachen Brechung des Lichtes in Gasen sehr gross sein, er betrug ungefähr 145 Grad. Nach oben hin communicirt die Höhlung des Prismas mit einem durch eine Glasglocke abgesperrten Raum, in welchem sich das Heberbarometer CD befindet; nach unten aber führt von der Höhlung des Prismas ein Canal, welcher durch den Hahn E abgesperrt werden kann, zu der Schraubenmutter F, mittelst deren man den ganzen Apparat auf eine Luftpumpe aufschrauben kann.

Zunächst wandten Biot und Arago diesen Apparat an, um den absoluten Brechungsquotienten der atmosphärischen Luft zu bestimmen. Sie stellten denselben vor dem Fernrohr F, Fig. 105, eines Theodoliten auf, von welchem aus man in der Richtung oxl' einen entfernten Blitzableiter sehen konnte. Nach der gleichen Richtung erblickte man auch das Bild des Blitzableiters, wenn das Hohlprisma $abcd$ mit Luft von gleicher Dichtigkeit mit der äusseren gefüllt war. Nachdem aber das Prisma luftleer gemacht worden ist, lenkt es nun die vom Blitzableiter kommenden Strahlen in der Weise ab, dass das Bild derselben in der Richtung on, also von der brechenden Kante des Prismas weggerückt erscheint. Der Ablenkungswinkel nox, den wir mit δ bezeichnen wollen, wurde aber nicht direct gemessen, sondern nachdem das Fernrohr so festgestellt worden war, wie es dem Minimum der Ablenkung im Prisma entspricht, wurde letzteres um ungefähr 180° gedreht und in die Stellung $a'b'c'd'$ gebracht, für welche es das Minimum der Ablenkung nach der anderen Seite liefert. Man musste nun der Axe des Fernrohres die Richtung op geben, um das Fadenkreuz abermals auf den Blitzableiter einzustellen. Der Winkel nop, welcher offenbar gleich 2δ ist, wurde nun mit Hülfe des Theodoliten mehrere Male hintereinander gemessen und das Mittel aus diesen Messungen genommen.

Die Ablenkung δ, welche das luftleere Prisma hervorbrachte, betrug ungefähr 6 Minuten.

Ist aber der brechende Winkel des Prismas und das Minimum der Ablenkung bekannt, welches das luftleere Prisma hervorbringt, so kann man nach den bekannten Formeln auch den Brechungsquotienten für den Uebergang eines Lichtstrahles aus dem leeren Raume in die

Fig. 104.

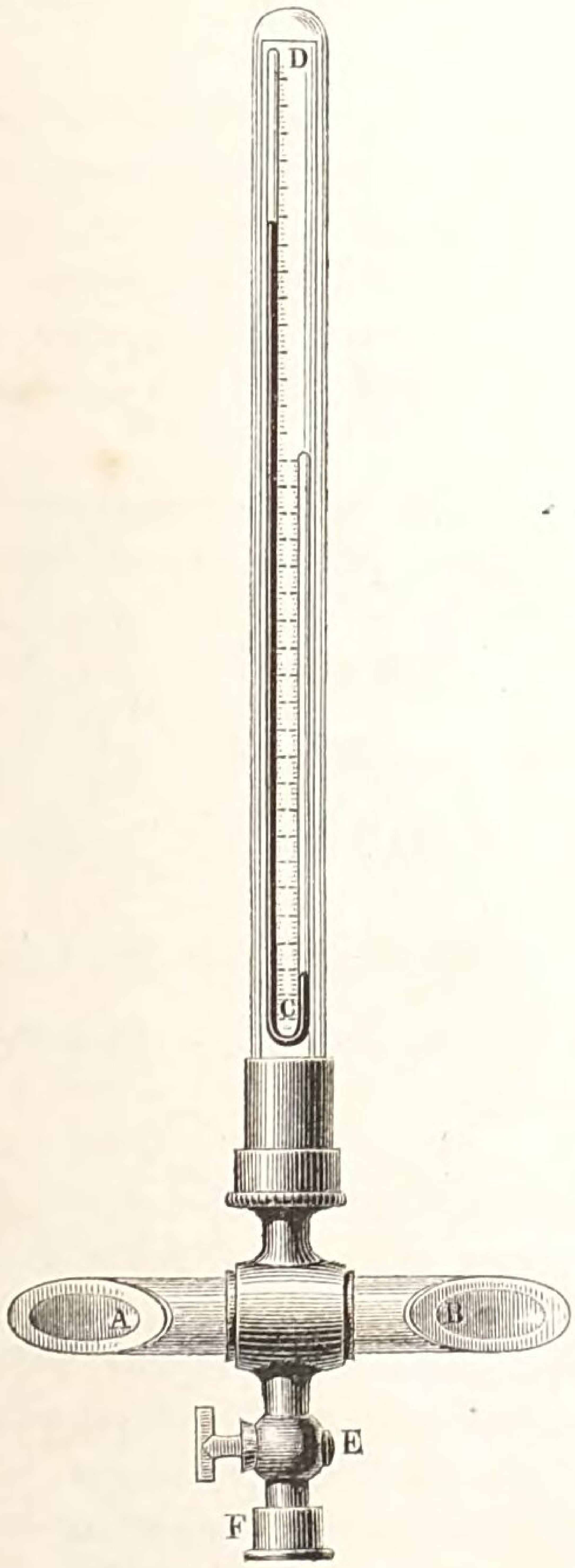
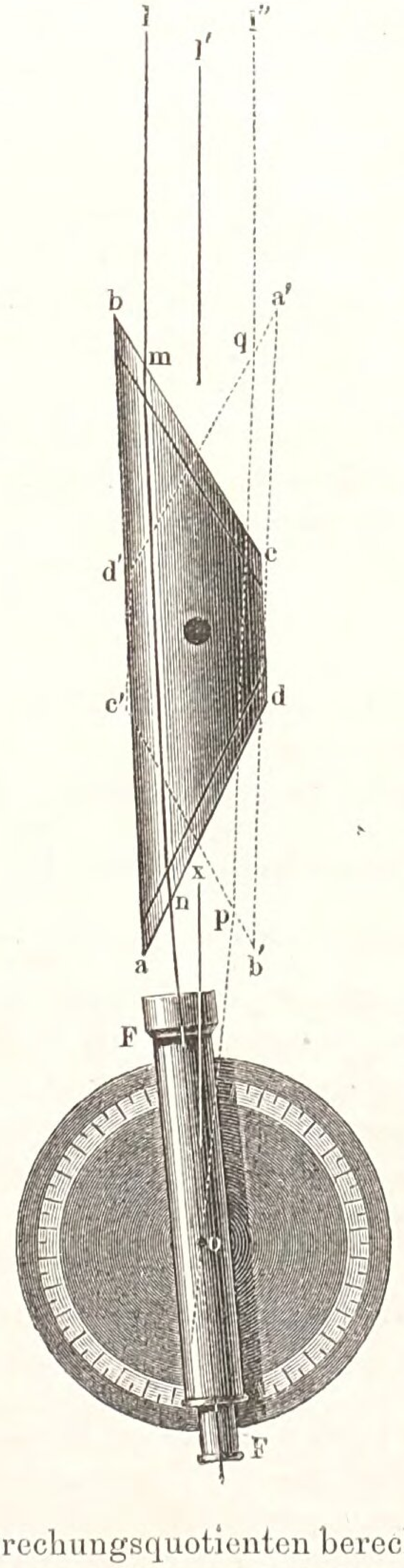


Fig. 105.



atmosphärische Luft, das ist den absoluten Brechungsquotienten berechnen. Aus den Messungen von Biot und Arago ergab sich, nach Anbringung aller nöthigen Correcturen (wegen des Restes von Luft, der nach dem Auspumpen noch im Prisma blieb und wegen des nicht ganz vollkommenen Parallelismus der Flächen der Glasplatten), der Brechungsquotient

für den Uebergang des Lichtstrahls aus dem leeren Raume in Luft von 0^0 Temperatur und 760 mm Spannkraft:

$$n = 1{\cdot}000294$$

und danach die brechende Kraft der Luft

$$n^2 - 1 = 0{\cdot}000588,$$

ein Resultat, welches mit den von Delambre aus der astronomischen Refraction abgeleiteten sehr gut übereinstimmt.

Nachdem einmal der absolute Brechungsquotient der Luft bestimmt worden war, wurde das Hohlprisma der Reihe nach mit verschiedenen Gasen gefüllt, die Ablenkung gemessen, welche es hervorbringt, und daraus dann die absoluten Brechungsquotienten der Gase abgeleitet. Biot und Arago haben diese Versuche mit Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Ammoniak, Kohlensäure und Chlorwasserstoffsäure angestellt.

Die Versuche für ein und dasselbe Gas bei verschiedenen Graden der Verdünnung wiederholend, gelangten die genannten Gelehrten zu dem Satze, dass für ein und dasselbe Gas die brechende Kraft $(n^2 - 1)$ stets seiner Dichtigkeit (d) proportional bleibt, oder was dasselbe ist, dass das Brechungsvermögen $\frac{n^2 - 1}{d}$ eines Gases constant bleibt, wie sich auch Druck und Temperatur ändern mögen.

Nach jüngst von Mascart (Poggend. Annal. Beiblatt Bd. I. S. 257) veröffentlichten Versuchen ist es der Ausdruck $\frac{n - 1}{d}$, welcher bei verschiedenen Gasdrucken constant bleibt.

Professor V. v. Lang hat den Einfluss der Temperatur auf den Brechungsquotienten der Luft nach einer sehr sinnreichen Methode (Sitzungsber. der Wiener Acad. Band LXIX Seite 451) einer genauen Prüfung unterzogen, aus welcher hervorging, dass das Brechungsvermögen der Luft nicht genau obigem Gesetze folge, da der Brechungsquotient sich mit der Temperatur in etwas anderer Weise verändert, als sich unter Annahme eines constanten Brechungsvermögens berechnen würde.

V. v. Lang's Beobachtungen führten zu folgender Beziehung:

$$n_t = n_0 - 0{\cdot}000000905\,t + 0{\cdot}00000000235\,t^2$$

worin n_0 den absoluten Brechungsquotienten der Luft bei 0^0C. und n_t denselben für die Temperatur t^0 C. bedeuten. Hiernach ist der absolute Brechungsquotient für Luft von 760 mm Druck für verschiedene Temperaturen durch nachfolgende Tabelle gegeben:

t	n
0^0	1·0002945
10	„ 857
20	„ 773
30	„ 695
40	„ 621
50	„ 551
60	„ 487
70	„ 427
80	„ 371
90	„ 321
100^0	„ 275

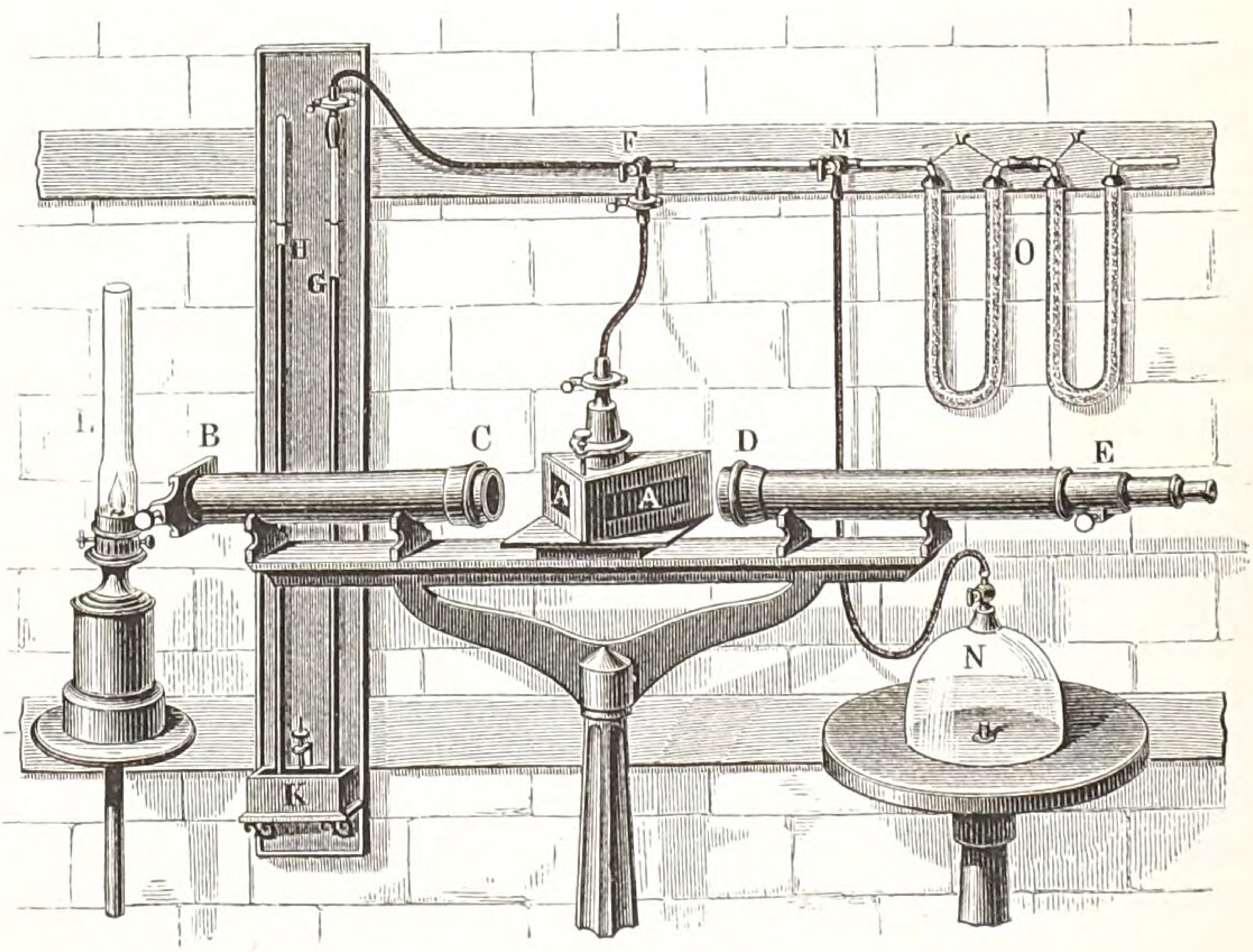
Auch Mascart hat nachgewiesen, dass der Einfluss der Temperatur sich nicht durch die damit verbundene Aenderung der Dichte allein erklären lasse.

Dulong (Pogg. Ann. VI) hat das Brechungsvermögen einer grössern Anzahl von Gasen mittelst eines Kunstgriffes bestimmt, welcher seinen Resultaten eine grosse Genauigkeit sicherte. Ein dem oben beschriebenen ähnliches Hohlprisma wurde zunächst mit trockner Luft von der Temperatur und dem Druck der umgebenden Atmosphäre gefüllt und durch dasselbe ein Fernrohr auf einen entfernten Visirpunkt eingestellt. Nachdem dies geschehen war, wurde das Fernrohr in dieser Lage befestigt, das Prisma aber, ohne es zu verrücken, luftleer gemacht und mit einem andern Gas, etwa mit Kohlensäure, gefüllt. Indem man nun den Druck dieses Gases variirt, kann man es leicht dahin bringen, dass das Bild des Visirpunktes wieder im Fadenkreuze des Fernrohres einsteht. Die Temperatur ist dieselbe geblieben; der Druck der Kohlensäure im Prisma mag aber z. B. 498 mm betragen. Da die Kohlensäure unter diesem Drucke das Licht ebenso stark ablenkt, wie die Luft unter einem Drucke von 760 mm, so ist klar, dass sie unter diesen Umständen denselben Brechungscoefficienten und dieselbe brechende Kraft hat wie die Luft; da aber die brechende Kraft eines Gases seiner Dichtigkeit proportional ist, so hat man zur Berechnung der brechenden Kraft x der Kohlensäure für einen Druck von 760 mm und die Temperatur der umgebenden Luft die Gleichung: $498 : 760 = 1 : x$, woraus $x = 1{\cdot}526$ folgt, wenn man die brechende Kraft der atmosphärischen Luft zur Einheit nimmt. Streng genommen sollte dabei auf die Abweichung vom Mariotte'schen Gesetze Rücksicht genommen und statt des Druckes, die Dichte in die Rechnung eingeführt werden.

Fig. 106 (a. f. S.) stellt einen Apparat dar, welcher nicht wesentlich von dem Dulong'schen abweicht, und welcher sehr bequem zu experimentiren erlaubt. AA ist ein Hohlprisma von Porcellan, dessen brechender Winkel 160^0 beträgt und welches durch Platten von Spiegelglas geschlossen ist. Das Licht der Lampe L dringt durch eine feine verticale

Spalte bei B in das Rohr BC, welches bei C durch eine Sammellinse geschlossen ist. Da die Spalte B sich im Brennpunkt der Linse C befindet, so sieht man durch das Fernrohr DE das Bild der Spalte B gerade so, als ob sie in sehr grosser Entfernung läge. Die Spalte B ist etwas verschiebbar und muss so gestellt werden, dass ihr Bild genau mit

Fig. 106.



dem verticalen Faden des Fadenkreuzes im Fernrohr zusammenfällt. Im Uebrigen bedarf der Apparat wohl keiner weiteren Erläuterung.

Durch solche Versuche erhält man die brechende Kraft der Gase mit der der Luft verglichen. Ein Theil der von Dulong erhaltenen Resultate ist in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt.

Die Zahlen der ersten Columne sind das directe Resultat der Beobachtung; multiplicirt man sie mit 0·000588, welches die absolute brechende Kraft der Luft im Normalzustand ist, so erhält man die Zahlen der zweiten Columne oder die Werthe von $n^2 - 1$; um daraus nun die Brechungsquotienten zu erhalten, hat man 1 zu addiren und dann die Quadratwurzel auszuziehen. Die Werthe von $n^2 - 1$ sowohl, wie die von n, wie sie in unserer Tabelle gegeben sind, beziehen sich selbstverständlich auf den Normalzustand der entsprechenden Gase (0^0 Temperatur und 760 mm Spannkraft).

Sehr genaue, mit Dulongs Resultaten nahe übereinstimmende Werthe der Brechungsquotienten der Gase verdanken wir Ketteler (Beobacht. über die Farbenzerstreuung der Gase. 1865). Wir kommen bei Besprechung der Dispersion auf selbe zurück.

Namen der Gase	Brechende Kraft im Vergleich mit der der Luft	Absolute brechende Kraft $n^2 - 1$	Absolute Brechungs-Quotienten n	Specifisches Gewicht d	Brechungsvermögen $\frac{n^2 - 1}{d}$
Atmosphärische Luft . .	1·000	0·000589	1·000294	1	0·000589
Sauerstoff	0·924	0·000544	1·000272	1·103	0·000492
Wasserstoff	0·470	0·000277	1·000138	0·068	0·004073
Stickstoff	1·020	0·000601	1·000300	0·976	0·000616
Ammoniakgas	1·309	0·000771	1·000385	0·591	0·001485
Kohlensäure	1·526	0·000899	1·000449	1·524	0·000589
Stickoxydgas	1·710	0·001007	1·000503	2·527	0·000659
Salpetergas	1·030	0·000606	1·000303	1·039	0·000583
Kohlenoxydgas	1·157	0·000681	1·000340	0·972	0·000700
Schweflige Säure	2·260	0·001331	1·000665	2·247	0·000592
Schwefelätherdampf . .	5·197	0·003061	1·00153	2·580	0·001186
Schwefelkohlenstoffdampf	5·110	0·003010	1·00150	2·644	0·001138

Aus der Vergleichung obiger Zahlen lassen sich folgende Resultate ziehen:

1) Zwischen der Dichtigkeit und der brechenden Kraft eines Gases und den entsprechenden Grössen eines anderen ist vor der Hand keine Beziehung zu entdecken.

Unter allen bekannten Stoffen hat das Wasserstoffgas das grösste, Sauerstoffgas das kleinste Brechungsvermögen. Ueberhaupt haben alle brennbaren Stoffe vorzugsweise ein grosses Brechungsvermögen.

2. Die brechende Kraft einer Mischung ist die Summe der brechenden Kräfte der gemischten Elemente. Die Luft besteht z. B. aus 0·21 Sauerstoff und 0·79 Stickstoff; multiplicirt man nun die brechende Kraft des Sauerstoffs 0·924 mit 0·21, die des Stickstoffs 1·020 mit 0·79, so erhält man die Producte 0·19404 und 0·80580, deren Summe 0·99984 in der That nur sehr wenig von 1 abweicht. Dulong hat auch mehrere Versuche mit künstlichen Mischungen gemacht, welche die Richtigkeit dieses Satzes bestätigen.

3. Wenn ein Gas eine chemische Verbindung ist, so ist seine brechende Kraft bald grösser, bald kleiner als die Summe der brechenden Kräfte seiner Elemente, wie man aus der folgenden Tabelle ersieht, wobei die brechende Kraft der Luft zur Einheit genommen ist.

Die Differenzen zwischen der beobachteten und der berechneten brechenden Kraft sind zu gross, als dass sie von Beobachtungsfehlern herrühren könnten.

4. Das Brechungsvermögen einer Substanz im flüssigen Zustande ist grösser als das Brechungsvermögen desselben Körpers, wenn er sich im gasförmigen Zustande befindet.

Namen der Gase	Brechende Kraft		Differenz
	beobachtet	berechnet	
Ammoniak	1·309	1·216	+ 0·093
Stickstoffoxydgas	1·710	1·482	+ 0·228
Salpetergas	1·030	0·972	+ 0·058
Kohlensäure	1·526	1·629	— 0·093
Chlorwasserstoffsäure	1·527	1·547	— 0·020

Nach obiger Tabelle ist z. B. das Brechungsvermögen des Dampfes von Schwefelkohlenstoff gleich 0·001138. Für den flüssigen Schwefelkohlenstoff ist $n = 1{\cdot}678$, also $n^2 = 2{\cdot}816$ und $n^2 - 1 = 1{\cdot}816$. Diese Zahl ist durch das specifische Gewicht des Schwefelkohlenstoffs zu dividiren, um aber vergleichbare Zahlen zu erhalten, müssen wir das specifische Gewicht des flüssigen Schwefelkohlenstoffs gleichfalls auf Luft beziehen, wie dies bei der Berechnung aller Zahlenwerthe in der letzten Columne obiger Tabelle geschehen ist. — Auf Wasser bezogen ist das specifische Gewicht des Schwefelkohlenstoffs 1·263, auf Luft bezogen aber ist es $\frac{1{\cdot}263}{0{\cdot}001293}$, und danach ergiebt sich für das Brechungsvermögen des flüssigen Schwefelkohlenstoffs der Werth $\frac{1{\cdot}816 . 0{\cdot}001293}{1{\cdot}263} = 0{\cdot}001868$, also grösser als die entsprechende Grösse (0·001138) für den Schwefelkohlenstoffdampf.

27 **Sphärische Linsen.** Linsen nennt man durchsichtige, von krummen Oberflächen begränzte Körper, welche die Eigenschaft haben, die Convergenz oder Divergenz der sie treffenden Strahlenbündel zu vergrössern oder zu verkleinern.

Wir beschäftigen uns hier nur mit sphärischen Linsen, d. h. mit solchen, deren Gränzflächen Stücke von Kugeloberflächen oder Ebenen sind, weil fast ausschliesslich nur solche zu optischen Instrumenten verwendet werden.

Man unterscheidet zwei Hauptarten von Linsen, nämlich

1) Sammellinsen, welche in der Mitte dicker, und

2) Zerstreuungslinsen, welche in der Mitte dünner sind als

am Rande. Fig. 107 stellt im Durchschnitt drei verschiedene Formen von Sammel- oder, wie man sie auch nennt, von Convexlinsen dar.

Fig. 107.

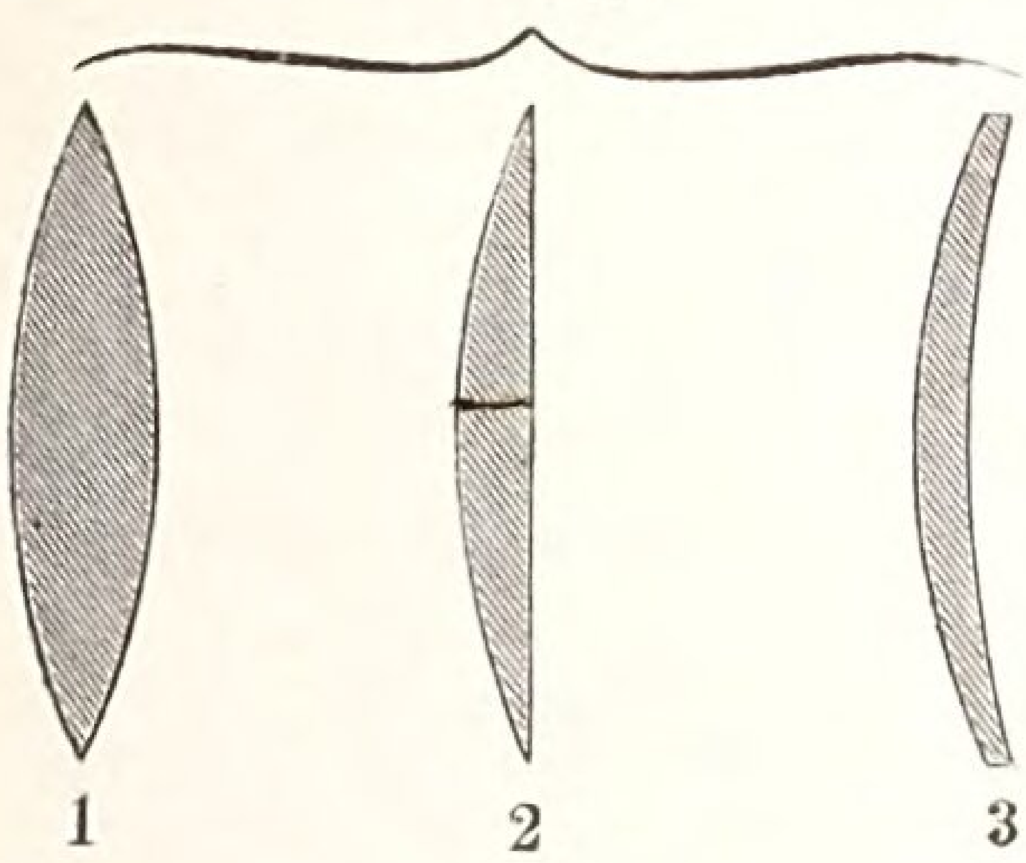
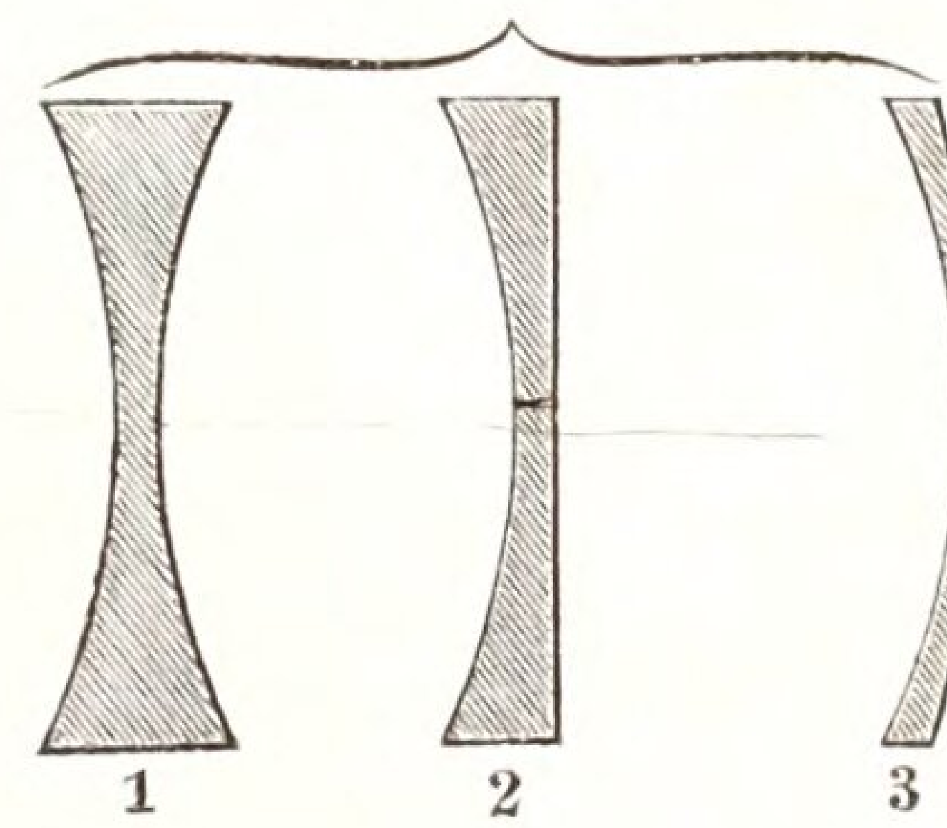


Fig. 108.



Nro. 1. ist eine biconvexe, Nro. 2 eine planconvexe und Nro. 3 eine concavconvexe Linse.

Fig. 108 stellt die verschiedenen Formen der Zerstreuungs- oder Concavlinsen dar, nämlich Nro. 1 eine biconcave, Nro. 2 eine planconcave und Nro. 3 eine convexconcave. Die Formen Nro. 3 in Fig. 107 und Fig. 108 werden auch Menisken genannt.

Die Axe einer Linse ist die gerade Linie, welche die Mittelpunkte der beiden Kugeln verbindet, durch deren Oberflächen die Linse gebildet wird. Bei den planconvexen und planconcaven Linsen ist die Axe das von dem Mittelpunkte der Krümmung auf die ebene Fläche gefällte Perpendikel.

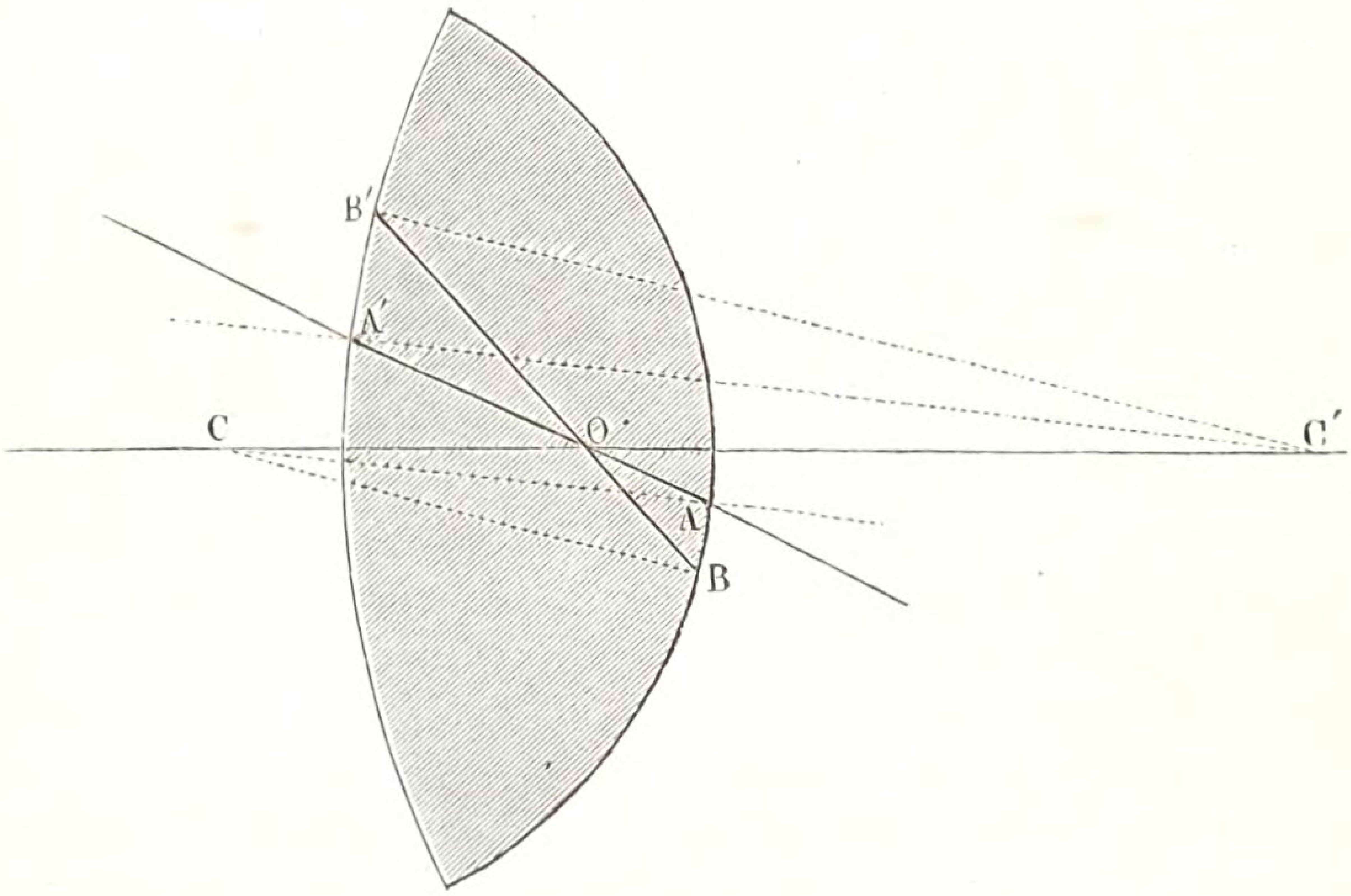
Die Scheitel einer Linse sind die Durchschnittspunkte ihrer Flächen mit der Axe.

Der optische Mittelpunkt einer Linse ist ein auf ihrer Axe gelegener Punkt, welcher die Eigenschaft hat, dass die durch ihn gezogenen Geraden an beiden Linsenflächen gleiche Winkel mit dem Einfallslothe bilden. Strahlen, welche die Linse in der Richtung einer solchen Geraden durchsetzen, heissen Hauptstrahlen und haben die wichtige Eigenschaft, dass sie nach dem Austritt aus der Linse eine Richtung haben, welche der vor ihrem Eintritt parallel ist. Sie gehen also durch die Linse, wie durch eine planparallel begränzte Glasplatte ohne bleibende Winkelablenkung, nur mit einer mehr oder weniger grossen Parallelverschiebung. Die Lage des optischen Mittelpunktes ergibt sich aus den in Fig. 109 und Fig. 110 (a. f. S.) durchgeführten Constructionen.

Es seien (Fig. 109) C und C' die Krümmungsmittelpunkte einer biconvexen Linse; zieht man durch diese Punkte die beliebigen Parallelen CA und $C'A'$, so müssen auch die in A und A' tangirenden Ebenen unter sich parallel sein. Ein durch A und A' gehender Strahl durchsetzt also die Linse an Stellen, wo sie parallel begränzt ist. Der Punkt O, wo die Linie AA' die Axe schneidet, ist der optische Mittelpunkt. Es ist leicht einzusehen, dass alle durch O gezogenen Geraden die Linsenflächen an Punkten durchsetzen, wo die Einfallswinkel einander gleich sind; denn

denkt man sich die Linie $A A'$ um O gedreht, so dass sie in die Lage $B B'$ kommt, so sind auch die Dreiecke $C O B$ und $C' O B'$ immer ein-

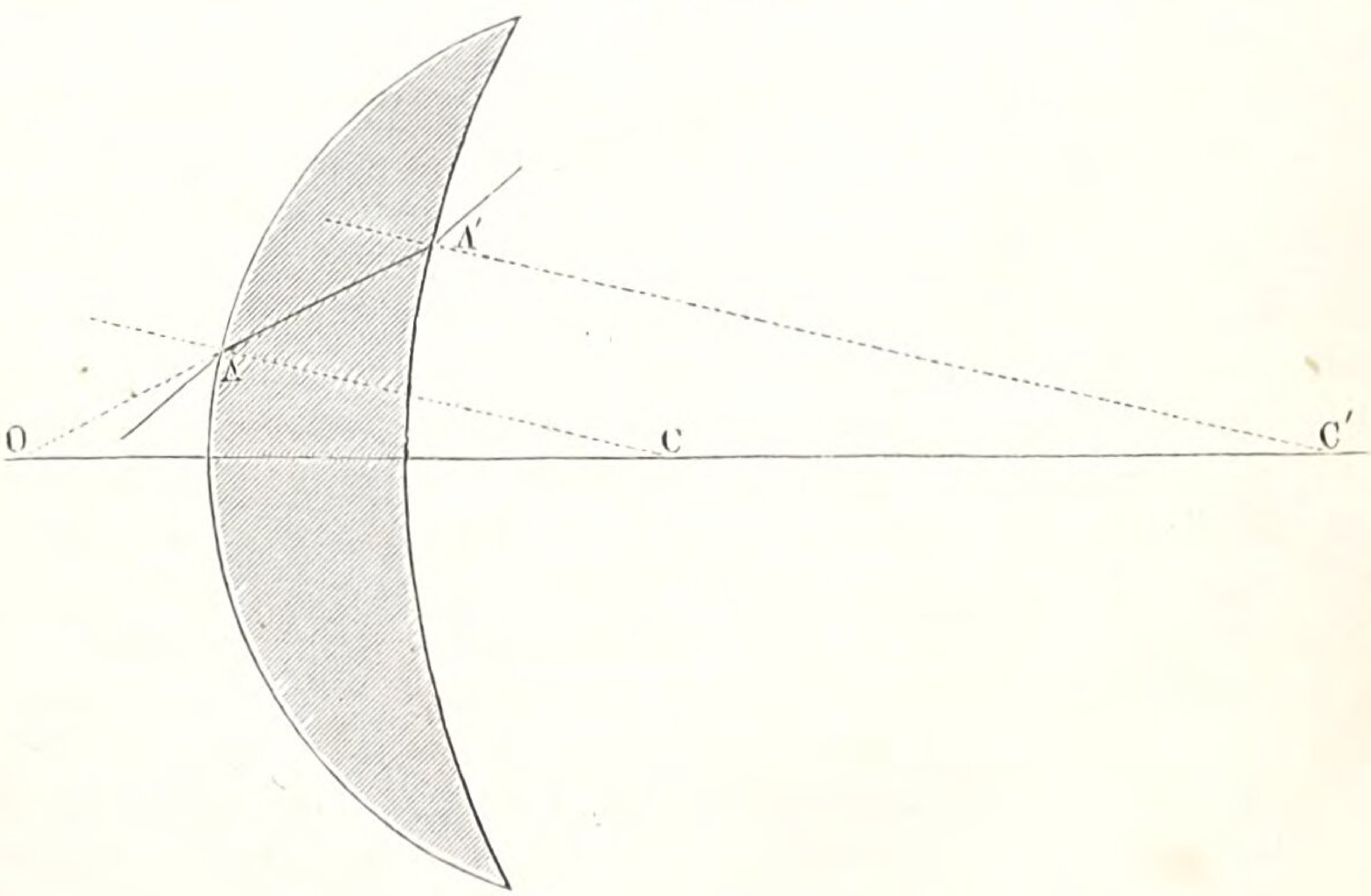
Fig. 109.



ander ähnlich, folglich auch die Winkel $C B O$ und $C' B' O$ einander gleich.

In Fig. 110 ist dieselbe Construction an einer concavconvexen Linse

Fig. 110.



durchgeführt. Wie man sieht, fällt dort der optische Mittelpunkt ausser den Linsenkörper; dasselbe ist bei der convexconcaven Linse der Fall.

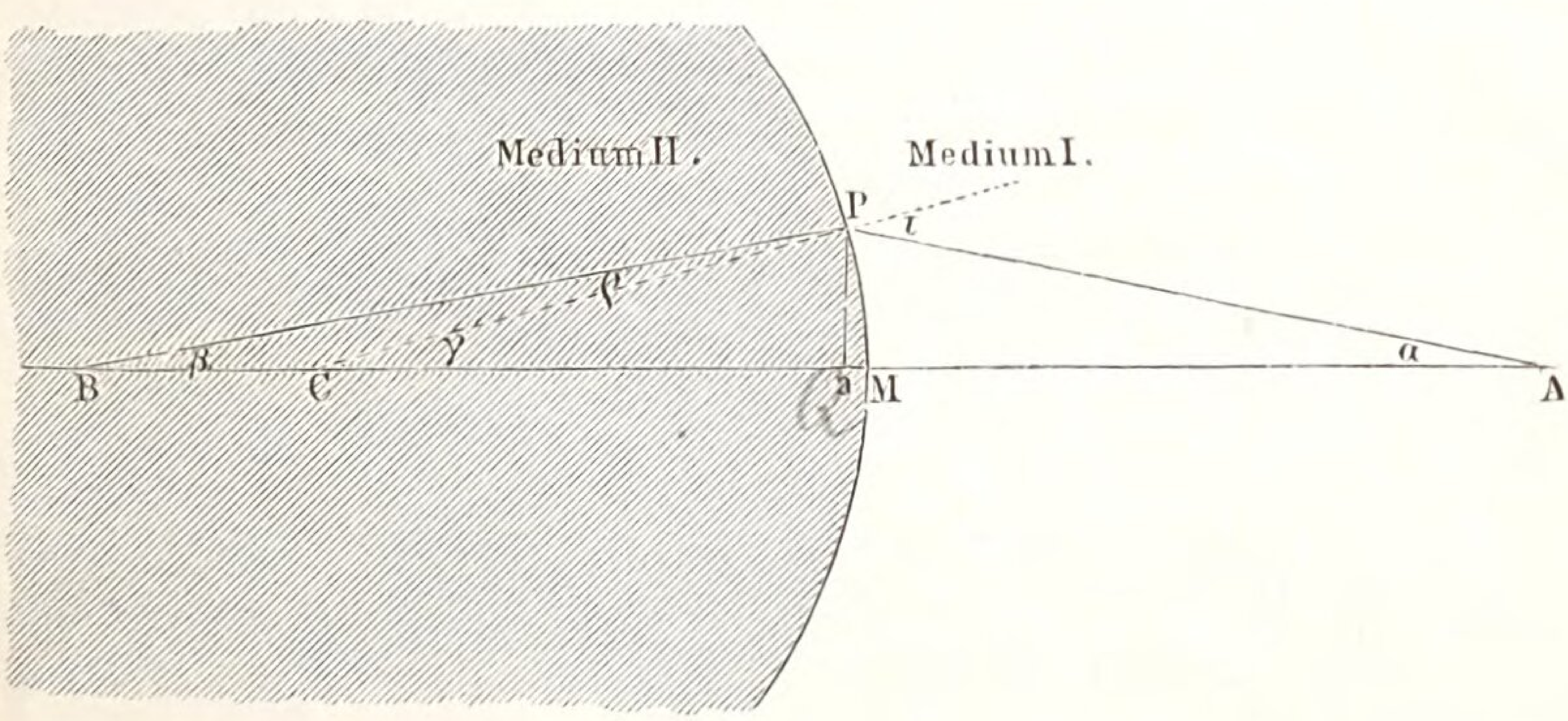
Bei diesen beiden Linsen geht, mit Ausnahme längs der Hauptaxe, kein Hauptstrahl wirklich durch den optischen Mittelpunkt hindurch, wohl aber geht die innerhalb der Linse fallende Richtung des Hauptstrahls gehörig verlängert durch den optischen Mittelpunkt.

Bei den planconcaven und planconvexen Linsen fällt der optische Mittelpunkt in den Durchschnittspunkt der Axe mit der gekrümmten Fläche. Bei den gleichgekrümmten (gleichseitigen) biconcaven oder biconvexen Linsen endlich fällt der optische Mittelpunkt mit dem geometrischen Mittelpunkt zusammen. Insofern man mit solchen symmetrischen Linsen zu thun hat, kann man einfach sagen, Hauptstrahlen sind jene, welche durch die Mitte der Linse hindurchgehen.

Gang der Lichtstrahlen durch eine Kugelfläche. Um 28
den Gang der Lichtstrahlen durch eine von zwei Kugelflächen begränzte Linse abzuleiten, wollen wir zuerst den Verlauf derselben beim Durchgang durch die erste Kugelfläche untersuchen.

Es stelle z. B., Fig. 111, der schattirte Raum eine Glasmasse vor, an welche eine Kugelfläche angeschliffen ist. Der Krümmungsmittelpunkt

Fig. 111.



derselben sei in C, der Scheitel in M. In A befindet sich ein Punkt, von welchem Lichtstrahlen ausgehen oder in welchem sich Lichtstrahlen vereinigen. Da nämlich das Licht rückwärts wie vorwärts denselben Weg macht, so können wir von dem Sinne der Bewegungsrichtung des Lichtes ganz absehen und brauchen nur die geometrische Lage der Strahlen ins Auge zu fassen. Wir nennen eine Anzahl Lichtstrahlen, deren Richtungen rückwärts oder vorwärts verlängert sich irgendwo in einem einzigen Punkte durchschneiden, ein Strahlenbüschel und den Durchschneidungspunkt ein Strahlencentrum. Diese Definition des Strahlencentrums setzt also nicht immer voraus, dass sich die Lichtstrahlen wirklich in demselben vereinigen — sie können daran verhindert sein — sie verlangt nur, dass ihre verlängerten Richtungen in dem einen Punkte

zusammentreffen. Um uns kürzer ausdrücken zu können, wollen wir ferner das Medium vor (rechts von) der Linse (die Luft) das Medium I nennen, das innerhalb der Linse (das Glas) heisst Medium II. Ein Strahlenbüschel in dem einen Medium kann sein Strahlencentrum auch in dem anderen Medium haben, wenn auch seine Strahlen gar nicht in dasselbe eintreten. Es bedeutet daher z. B. ein Strahlencentrum für die Strahlen des Mediums II, oder wie wir der Kürze halber sagen wollen, ein „Strahlencentrum für das Medium II" nicht immer einen Punkt im Medium II, sondern denjenigeu Punkt, wo sich dies innerhalb des Mediums II vorhandene Strahlenbüschel schneiden würde, wenn man es genügend verlängerte. Die Bezeichnung „II" richtet sich also nach dem Orte der Strahlen, nicht nach dem Orte ihres Durchschnittspunktes.

Das Strahlencentrum für Medium I befindet sich in A (Fig. 110); es soll nun untersucht werden, ob den zugehörigen Strahlen nach dem Durchgange durch die sphärische Fläche innerhalb des Glases eine solche Richtung zukommt, dass sie wiederum gegen einen Punkt convergiren, d. h. ob sie ein gemeinschaftliches Strahlencentrum für das Medium II besitzen und wo dasselbe sich befindet.

Zu diesem Zwecke ziehen wir die Verbindungslinie AC, einen beliebigen Strahl AP an die brechende Fläche und das Einfallsloth CP. Dem Einfallswinkel ι entspricht ein Brechungswinkel ϱ. Der gebrochene Strahl wird im Allgemeinen gegen die Axe geneigt sein, also, da er in der Zeichnungsebene bleiben muss, die Axe irgendwo, z. B. in B, schneiden. Es bezeichne nun:

a_1 den Abstand MA des Punktes A von dem Scheitel M nach rechts (nach vorne),

b_1 den Abstand MB des Punktes B von dem Scheitel M nach links (nach rückwärts),

r_1 den Abstand MC des Krümmungsmittelpunktes von M nach links (nach rückwärts).

Haben diese Abstände die hier angenommene Lage, so werden sie als positiv gerechnet, erstrecken sie sich in entgegengesetzter Richtung, so sind sie negativ zu nehmen. Wäre z. B. das Strahlencentrum für das Medium I um die Strecke a_1 nach links von M gelegen, so würden wir $-a_1$ setzen, wäre die sphärische Fläche concav, so läge ihr Krümmungsmittelpunkt rechts von M und wäre folglich der Krümmungsradius r_1 negativ einzuführen. Ziehen wir noch die Hilfslinie PQ senkrecht auf MB, so ist:

$\iota = \gamma + \alpha, \qquad \varrho = \gamma - \beta$, folglich der Brechungsquotient aus dem Medium I in das Medium II:

$$n = \frac{\sin \iota}{\sin \varrho} = \frac{\sin(\gamma + \alpha)}{\sin(\gamma - \beta)} = \frac{\sin\gamma \cos\alpha + \cos\gamma \sin\alpha}{\sin\gamma \cos\beta - \cos\gamma \sin\beta}.$$

Aus der Figur folgt:

$$sin\,\gamma = \frac{PQ}{r_1}, \qquad cos\,\gamma = \frac{r_1 - MQ}{r_1},$$

$$sin\,\alpha = \frac{PQ}{PA}, \qquad cos\,\alpha = \frac{a_1 + MQ}{PA},$$

$$sin\,\beta = \frac{PQ}{PB}, \qquad cos\,\beta = \frac{b_1 - MQ}{PB},$$

setzt man diese Werthe in die obige Gleichung für n ein, so erhält man nach einer einfachen Reduction:

$$n = \frac{a_1 + r_1}{b_1 - r_1} \cdot \frac{PB}{PA}.$$

Statt des Verhältnisses $\frac{PB}{PA}$ lässt sich, falls man sich auf solche Strahlen beschränkt, welche nahe der Axe verlaufen, mit meist genügender Annäherung das Verhältniss $\frac{MB}{MA} = \frac{b_1}{a_1}$ setzen. Man nennt diejenigen Strahlen, welche nahe der Axe verlaufen, Centralstrahlen. Für diese gilt also annäherungsweise:

$$n = \frac{a_1 + r_1}{b_1 - r_1} \cdot \frac{b_1}{a_1} \quad \text{oder} \quad \frac{n-1}{r_1} = \frac{n}{b_1} + \frac{1}{a_1} \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

woraus folgt: $$b_1 = \frac{n a_1 r_1}{n a_1 - a_1 - r_1}.$$

Da wir für den Strahl AP keine andere Voraussetzung gemacht, als dass er nahe an der Axe verlaufe, d. h. ein Centralstrahl sei, so folgt aus der eben gefundenen Gleichung, dass annähernd alle Centralstrahlen des Raumes I, deren Strahlencentrum auf der Axe im Abstande a_1 vor der Fläche liegt, im Abstande b_1 hinter der Fläche ein gemeinschaftliches Strahlencentrum besitzen, gegen welches sie convergiren. Dabei ist auf das Vorzeichen der Grössen a_1, b_1, und r_1 wohl zu achten und im Falle b_1 negativ herauskäme, zu schliessen, dass das gesuchte Strahlencentrum für das Medium II im Medium I vor dem Scheitel sich befinde.

Gang der Lichtstrahlen durch ein System zweier Kugelflächen. Denken wir uns nun den im vorigen Paragraph besprochenen Glaskörper auf der gegenüberstehenden Seite von einer zweiten Kugelfläche begränzt, deren Krümmungsmittelpunkt auf der Axe AB liege. Der Raum hinter der zweiten Fläche enthalte ein Medium, das wir zur Unterscheidung das Medium III nennen. Dasselbe wird in den meisten Fällen ebenfalls Luft sein, wie das Medium I. Der Brechungsquotient aus dem Medium II in das Medium III sei n'. Im speciellen Falle, wo das Medium III denselben Brechungsquotienten hat wie 29

das Medium I (wenn z. B. beide Medien Luft sind) ist dann $n' = \frac{1}{n}$. Die zweite Fläche schneide die Axe im Punkte M', die Entfernung MM' werde durch d bezeichnet und die Linsendicke genannt. Führen wir ferner für die Medien II und III im Uebrigen die analogen Buchstabenbezeichnungen ein, wie früher für die Medien I und II, so bezeichnet:

a_2 den Abstand eines Strahlencentrums für das Medium II vom Scheitel M' nach rechts,

b_2 den Abstand eines Strahlencentrums für das Medium III vom Scheitel M' nach links,

r_2 den Abstand des Krümmungsmittelpunktes der zweiten Kugelfläche vom Scheitel M' nach links,

wobei bezüglich des Vorzeichens dieselben Regeln gelten, wie früher.

Wir erhalten nun die Gleichung für die Abstände der conjugirten Strahlencentra einfach, indem wir in Gleichung 1) die Buchstaben n, a_1, b_1, r_1 durch die entsprechenden n', a_2, b_2, r_2, vertauschen, also:

$$\frac{1-n'}{r_2} = \frac{n'}{b_2} + \frac{1}{a_2}.$$

Gehen wir nun auf den speciellen Fall über, dass die Linse auf beiden Seiten an dasselbe Medium gränze, so ist statt n' zu setzen $\frac{1}{n}$. Als Strahlencentrum für das Medium II denken wir uns ferner jenes Strahlencentrum fungiren, welches durch die Brechung eines Strahlenbüschels des Mediums I zu Stande gekommen, und dessen Lage wir durch die Gleichung 1) berechnet haben. Wir müssen also a_2 durch b_1 und d ausdrücken. Dem Abstande b_1 von dem ersten Scheitel nach links entspricht ein Abstand $d - b_1$ von dem zweiten Scheitel nach rechts, da dieser ja um d von dem ersten Scheitel nach links gelegen ist. Indem wir also n' durch $\frac{1}{n}$ und a_2 durch $d - b_1$ vertauschen, erhalten wir die Gleichung:

$$\frac{\frac{1}{n}}{r_2} = \frac{\frac{1}{n}}{b_2} + \frac{1}{d-b_1} \quad \text{oder} \quad \frac{1-n}{r_2} = \frac{1}{b_2} + \frac{n}{d-b_1} \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

welche uns gestattet, die Lage des Strahlencentrums für das Medium III auszudrücken durch die Lage des Strahlencentrums für das Medium II.

Wir wollen jedoch direct aus der Lage des Strahlencentrums für das Medium I die für das Medium III berechnen, ohne das Strahlencentrum für's Medium II weiter zu berücksichtigen. Dies würden wir erreichen, indem wir noch in 2) für b_1 seinen aus 1) folgenden Werth

$$b_1 = \frac{n a_1 r_1}{n a_1 - a_1 - r_1}$$

substituirten. Die etwas complicirte Form der daraus hervorgehenden Gleichung veranlasst uns, auf weitere Vereinfachungen bedacht zu sein. Wir gelangen zu solchen, indem wir bedenken, dass bei vielen optischen Experimenten und Apparaten die Linsendicke d sehr gering ist, so dass sie ohne erheblichen Fehler gegen b_1 vernachlässigt werden kann. Indem wir uns auf solche Fälle beschränken, setzen wir in 2) $d = o$ und substituiren statt $\frac{n}{b_1}$ aus 1) seinen Werth; wir erhalten dann:

$$\frac{1-n}{r_2} = \frac{1}{b_2} - \frac{n-1}{r_1} + \frac{1}{a_1}.$$

Wir können von nun an, da wir die Abstände b_1 und a_2 nicht mehr brauchen, bei den Zeichen a_1 und b_2 die Indices weglassen. a bedeute also von nun an den Abstand des Centrums der Strahlen vor der Linse, b den Abstand des Centrums der Strahlen hinter der Linse, beide von den Scheiteln weg positiv gerechnet. Die letzte Gleichung lässt sich dann in folgende bequemere Form bringen:

$$(n-1)\left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right] = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

Der Ausdruck auf der linken Seite dieser Gleichung hat eine wichtige optische Bedeutung. Denkt man sich nämlich a immer grösser, zuletzt unendlich gross werdend, so heisst das soviel als dass die Strahlen vor der Linse parallel zur Axe liegen, da sie sich erst in unendlicher Entfernung von der Linse schneiden. Das zugehörige Strahlencentrum für die Strahlen hinter der Linse heisst in diesem Falle Brennpunkt, sein Abstand die Brennweite, die wir mit f bezeichnen. Setzen wir in 3) $a = \infty$, also $\frac{1}{a} = o$, $b = f$, so folgt:

$$(n-1)\left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right] = \frac{1}{f} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

Der Ausdruck links vom Gleichheitszeichen ist also nichts anderes als die reciproke Brennweite. Die Brennweite selbst ist:

$$f = \frac{r_1\, r_2}{(n-1)\,(r_2 - r_1)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4a)$$

Aus 3) und 4) folgt endlich:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 5)$$

womit die folgenden Gleichungen identisch sind:

$$f = \frac{a\,b}{a+b},\; a = \frac{bf}{b-f},\; b = \frac{af}{a-f} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 5a)$$

Die Gleichung 5) wollen wir kurz die „allgemeine Linsengleichung“ nennen. Mit Rücksicht auf die gewählten Anfangspunkte in den Scheiteln nennt man sie auch die Scheitelgleichung.

30 **Physikalische Deutung der Gleichung für die Brennweite der Linsen.** Um die im vorigen Paragraph erhaltenen Gleichungen zu deuten, müssen wir auf die speciellen Fälle eingehen. Da jeder der beiden Krümmungshalbmesser entweder positiv oder negativ oder unendlich gross sein kann, so erhalten wir zunächst 9 mögliche Combinationen, nämlich folgende:

Combination	r_2	r_1	Linsenform	Linsenbezeichnung
1	+	+	)) oder))	concavconvex oder convexconcav
2	∞	+	\|)	planconvex
3	—	+	()	biconvex
4	+	—	) (	biconcav
5	∞	—	\| (	planconcav
6	—	—	((oder ((	wie 1
7	+	∞	) \|	„ 5
8	—	∞	(\|	„ 2
9	∞	∞	\| \|	planparallel

Von diesen 9 Combinationen entfällt die letzte ganz, weil sie eine planparallel begrenzte Platte vorstellt; die Combinationen 6, 7 und 8 können aufgefasst werden als Umkehrungen von 1, 5 und 2. Es lässt sich nun zeigen, dass eine umgekehrte Linse optisch dieselbe Wirkung hat, wie in der ersten Lage. Man beachte nur die Gleichung 3) des vorigen Paragraphen:

$$(n-1)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}.$$

Bei der Umkehrung vertauscht man r_1 mit $-r_2$, r_2 mit $-r_1$; hierdurch stellt sich aber ganz derselbe Ausdruck wiederum her. Der Satz, dass jede Linse in umgekehrter Lage ebenso wirkt, wie vorher, gilt aber nur unter der Bedingung und derselben Annäherung, unter welcher die Gleichung 3) gilt, bei welcher wir ebenfalls gewisse beschränkende Voraussetzungen gemacht haben.

Es bleiben uns also nur die ersten 5 Combinationen zur Untersuchung übrig.

Der wesentlichste Charakter einer Linse ist durch das Vorzeichen ihrer Brennweite gegeben, da es hiervon abhängt, ob sie eine Sammel-

oder eine Zerstreuungslinse zu nennen ist. Setzt man nun in der Gleichung für die Brennweite:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right),$$

in welcher $n - 1$ immer positiv ist, für r_1 und r_2 bald positive, bald negative Werthe, bald ∞, so erhellt sofort, dass wenn r_1 positiv und r_2 negativ oder unendlich ist, f jedenfalls positiv ausfällt, dass wenn r_2 positiv und r_1 negativ oder unendlich ist, f jedenfalls negativ sein muss. Ist dagegen das Zeichen von r_1 und r_2 dasselbe, sind also beide positiv oder negativ, so kommt es auf die relative Grösse von r_1 und r_2 an. Sind beide positiv und $r_1 < r_2$, so wird f positiv, für $r_1 > r_2$ wird f negativ. Sind beide negativ, so wird f für $r_1 < r_2$ negativ, für $r_1 > r_2$ positiv. Diese Regeln lassen sich übersichtlicher in die eine Regel zusammenfassen: Linsen, die in der Mitte dicker als am Rande sind, haben positive, diejenigen, die in der Mitte dünner sind, haben negative Brennweite. Hierdurch erhalten wir also dieselbe Eintheilung, wie jene in Sammel- und Zerstreuungslinsen, welche wir im §. 27 vorausgeschickt haben. Wir gehen nun daran, letztere Bezeichnungen zu rechtfertigen und eine Uebersicht der Linsenwirkung zu gewinnen. Verfolgen wir zu diesem Zwecke den Gang parallel zur Axe einfallender Lichtstrahlen bei den sechs Linsenformen der Figuren 112 und 113. Figur 112 I, II und III (a. f. S.) stellt 3 Linsen mit positiver Brennweite vor. Der Krümmungsradius r_1 ist für alle 3 gleich 20 mm und positiv. Der Krümmungsmittelpunkt der ersten (rechtsseitigen) Fläche ist in C_1. Denken wir uns die zweite Fläche vor der Hand ganz fort und die Glassubstanz weit genug nach links sich erstreckend, so würde zu dem unendlich weit entfernten Strahlencentrum für das Medium I das conjugirte Strahlencentrum für das Medium II in allen drei Fällen in dem gleichen Abstande und zwar in φ zu Stande kommen. Der Abstand von φ würde sich aus der Gleichung 1) Seite 103 berechnen, indem man $a_1 = \infty$, also $\frac{1}{a_1} = o$ setzt. Es wird dann:

$$\varphi = b_1 = \frac{n r_1}{n-1}.$$

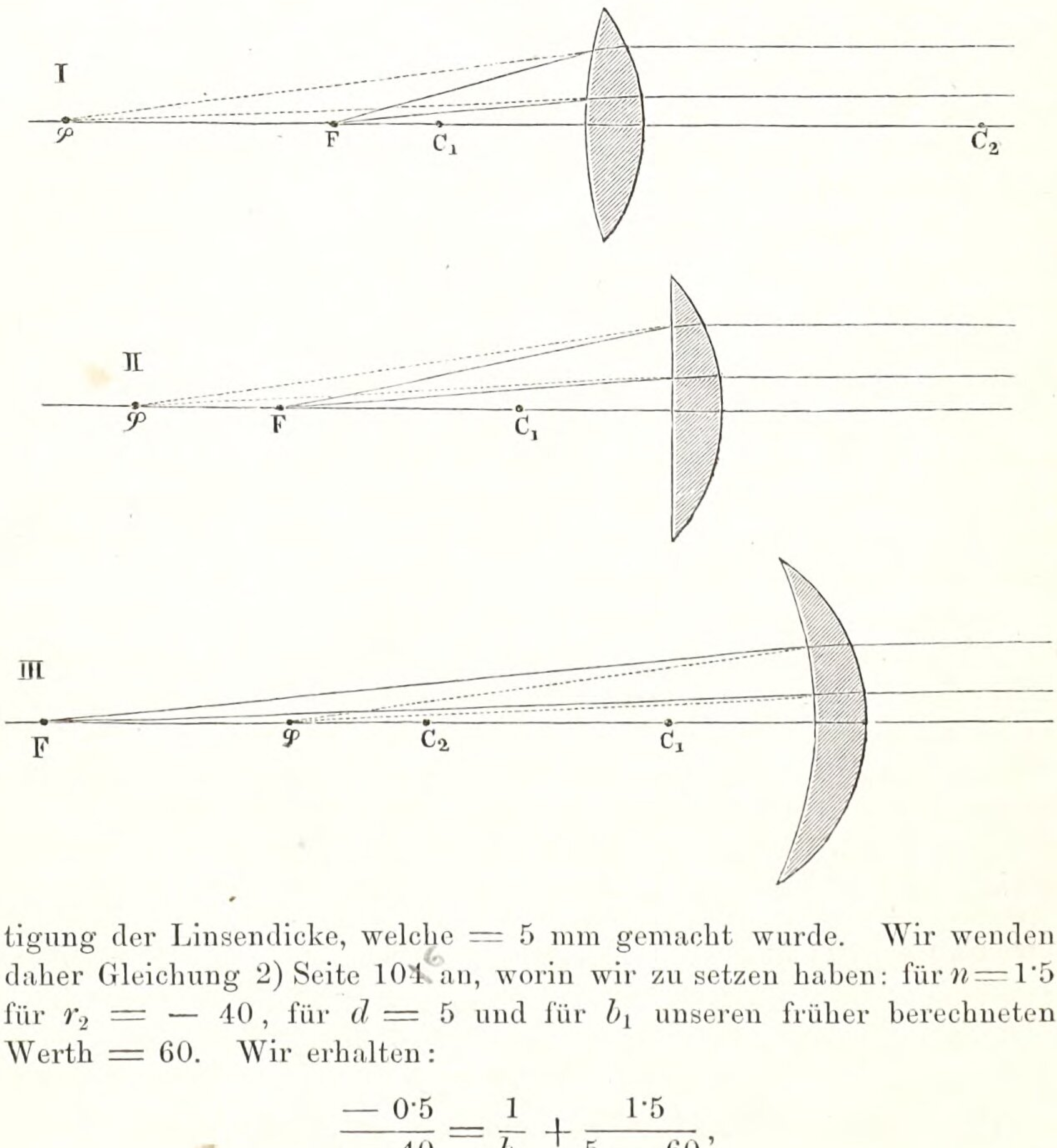
Unter Annahme eines Brechungsquotienten $= 1{\cdot}5$ finden wir diesen Abstand

$$= \frac{1{\cdot}5 \times 20}{0{\cdot}5} = 60 \text{ mm}.$$

Gegen diesen Punkt φ zielen also sämmtliche in die Glassubstanz eingedrungenen Centralstrahlen; eine wirkliche Vereinigung in demselben wird aber durch die Brechung beim Durchgang durch die Hinterfläche verhindert, welche den Strahlen im Medium III ein anderes Strahlencentrum giebt.

In Fig. 112, I ist der Krümmungsradius der Hinterfläche $r_2 = -40$, in Fig. 112, II $= \infty$, in Fig. 112, III $= + 40$ gewählt. Der Krümmungsmittelpunkt ist daher bei Fig. 112, I rechts vom Scheitel in C_2, bei Fig. 112, III links in C_2, bei Fig. 112, II ist die Fläche eine Ebene. Berechnen wir zuerst den Fall der Fig. 112, I und zwar mit Berücksich-

Fig. 112.



tigung der Linsendicke, welche $= 5$ mm gemacht wurde. Wir wenden daher Gleichung 2) Seite 104 an, worin wir zu setzen haben: für $n = 1{\cdot}5$ für $r_2 = -40$, für $d = 5$ und für b_1 unseren früher berechneten Werth $= 60$. Wir erhalten:

$$\frac{-0{\cdot}5}{-40} = \frac{1}{b_2} + \frac{1{\cdot}5}{5 - 60},$$

woraus die Brennweite $f = b_2 = 25{\cdot}14$ mm folgt.

Vernachlässigen wir die Linsendicke, so können wir direct nach der Formel 4) oder 4a) rechnen

$$f = \frac{-40 \times 20}{0{\cdot}5\,(-40 - 20)} = \frac{-800}{-30} = 26{\cdot}67 \text{ mm.}$$

Die Vernachlässigung der Linsendicke führte also den Fehler $26{\cdot}67 - 25{\cdot}14 = 1{\cdot}53$ mm herbei.

Bei der Brechung des Falles Fig. 112, II (mit Vernachlässigung der Linsendicke) setzen wir in

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

$$r_2 = \infty,\ r_1 = 20,\ n = 1{\cdot}5,$$

so finden wir

$$f = \frac{r_1}{n - 1} = \frac{20}{0{\cdot}5} = 40 \text{ mm.}$$

Im Falle der Fig. 112, III setzen wir in der Formel 4a) $r_1 = 20$, $r_2 = 40$, $n = 1{\cdot}5$, so kommt

$$f = \frac{20 \times 40}{0{\cdot}5\ (40 - 20)} = 80 \text{ mm.}$$

Die Brennweite ist unter sonst gleichen Umständen bei den biconvexen Linsen geringer als bei den planconvexen und bei diesen geringer als bei den concavconvexen. Bei den letztern wirkt, wie man aus der Fig. 112, III ersieht, die zweite krumme Fläche der ersten entgegen.

Ein specieller Fall der biconvexen Linse ist noch die häufigst angewandte gleichgekrümmte (gleichseitige) Biconvexlinse. Da für dieselbe $r_2 = - r_1$, so vereinfacht sich die Formel

$$f = \frac{r_1\, r_2}{(n - 1)\,(r_2 - r_1)} \text{ in } f = \frac{r}{2\,(n - 1)},$$

was für den speciellen Fall $n = 1{\cdot}5$ die einfache Beziehung $f = r$ giebt für eine Linse dieser Art mit dem Krümmungsradius $= 20$ mm, wie wir sie durch Zusammenlegen zweier Linsen von der Form Fig. 112, II erhalten würden, wäre also dann $f = 20$. Für die planconvexe Linse hatten wir $f = 40$ gefunden. Die Formel $f = \frac{r}{n - 1} = 2 \times \frac{r}{2\,(n \times 1)}$ lehrt, dass stets die Brennweite der planconvexen Linse doppelt so gross ist, als die der gleichgekrümmten Biconvexlinse.

Diese sämmtlichen Linsen, deren Brennweite stets positiv ist und welche parallele Strahlen stets auf der Hinterseite wirklich vereinigen (sammeln), heissen deshalb positive oder Sammellinsen.

Wenden wir uns nun zu den Linsenformen der Fig. 113, I, II und III (a. f. S.) und berechnen zunächst den Gang der parallel einfallenden Lichtstrahlen durch die erste bei allen dreien gleichgekrümmte Fläche mit dem Krümmungsradius $r_1 = - 20$, deren Krümmungsmittelpunkt in C_1 liegt.

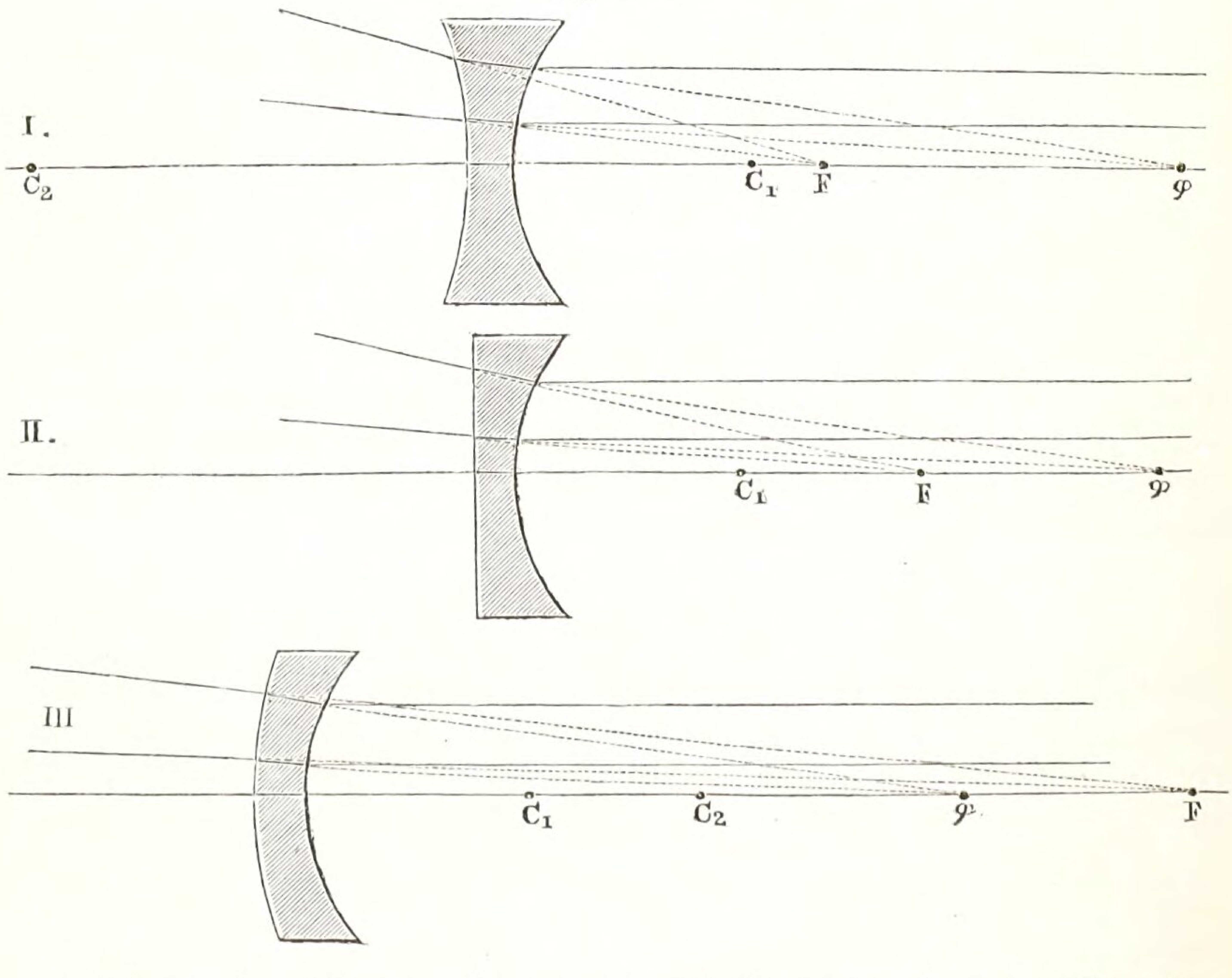
Setzen wir zu diesem Zwecke in Gleichung 1) Seite 103 wiederum $a_1 = \infty$, $n = 1{\cdot}5$, $r_1 = - 20$, so kommt

$$\frac{0{\cdot}5}{-20} = \frac{1{\cdot}5}{b_1},\ b_1 = - 60.$$

Das Strahlencentrum für das Medium II (Glas) liegt daher nicht auf der linken, sondern auf der rechten Seite und zwar in φ 60 mm vor der Linse. Die Strahlen vereinigen sich aber nicht wirklich in φ, sondern sie setzen innerhalb des Glases ihre Richtung so fort, als ob sie von φ kämen. φ ist demnach kein reelles, sondern ein virtuelles Strahlencentrum.

Nun beachten wir die Hinterfläche, deren Krümmungsradius r_2 in Fig. 113, I $= + 40$, in Fig. 113, II $= \infty$, in Fig. 113, III $= - 40$ mm

Fig. 113.



gewählt wurde. Nehmen wir zuerst den Fall I und rechnen mit Berücksichtigung der Linsendicke $= 5$ mm. Wir setzen zu diesem Zwecke in Gleichung 1) n —1·5, $r_2 = 40$, $d = 5$, $b_1 = - 60$, so kommt:

$$\frac{1 - 1{\cdot}5}{40} = \frac{1}{b_2} + \frac{1{\cdot}5}{5 + 60},$$

woraus

$$b_2 = f = - 28{\cdot}11$$

folgt.

Rechnen wir aber mittelst der directen Formel 4a), so erhalten wir

$$f = \frac{- 20 \times 40}{(1{\cdot}5 - 1)(40 + 20)} = - 26{\cdot}67.$$

Die Differenz $28{\cdot}11 - 26{\cdot}67 = 1{\cdot}44$ mm kommt auf Rechnung der vernachlässigten Linsendicke. Der Brennpunkt F liegt also rechts oder

vor der Linse, die an der Hinterfläche austretenden Strahlen divergiren so, als ob sie vom Punkte F vor der Linse herkämen. Im Falle der Fig. 113, II führt uns die Formel

$$f = \frac{r}{n - 1} \text{ auf } f = \frac{-20}{0{\cdot}5} = -40 \text{ mm.}$$

Im Falle der Fig. 113, III wird

$$f = \frac{r_1 r_2}{(n - 1)(r_2 - r_1)} = \frac{-20 \times -40}{0{\cdot}5\,(-40 + 20)} = -80 \text{ mm.}$$

Wir finden also für diese 3 Linsen, wenn wir von dem Einfluss der Linsendicke absehen, genau dieselben Brennweiten mit negativem Zeichen, wie bei den correspondirenden Sammellinsen, was auch aus den Formeln für die Brennweiten unmittelbar ersichtlich ist. Auch würden wir für eine planconvexe Linse das Doppelte der Brennweite der gleichgekrümmten biconcaven Linse erhalten, wie dies bei den correspondirenden Convexlinsen gefunden wurde.

Diese sämmtlichen Linsen mit negativer Brennweite haben also die gemeinschaftliche Wirkung, dass sie die parallelen Strahlen divergirend austreten lassen, daher sie den Namen negative oder Zerstreuungslinsen führen. Statt Brennweite gebraucht man deshalb oft den Ausdruck Zerstreuungsweite.

Berücksichtigen wir noch den vorhin erwähnten Satz, dass man jede Linse ohne Aenderung ihres optischen Verhaltens umkehren kann und den andern Satz, dass das Licht rückwärts wie vorwärts denselben Weg zurücklegt, so können wir den Inhalt dieses Paragraphen in Folgendem zusammenfassen.

I. Jede Linse hat zwei (Haupt)-Brennpunkte, welche auf beiden Seiten gleich weit von ihr entfernt auf der Axe liegen.

II. Die, in der Mitte dickeren, positiven oder Sammellinsen vereinigen die auf die Vorderseite auffallenden axenparallelen centralen Strahlen im Brennpunkte der Hinterseite. Der Brennpunkt kann daher als reelles Bild eines jenseits der Linse in unendlicher Entfernung liegenden Axenpunktes betrachtet werden. Umgekehrt verlassen Strahlen, welche vom Brennpunkt ausgehen, die Linse auf der andern Seite parallel mit der Axe.

III. Die, in der Mitte dünneren, negativen oder Zerstreuungslinsen lassen die auf die Vorderseite auffallenden axenparallelen centralen Strahlen auf der Hinterseite so divergiren, als ob sie vom Brennpunkte der Vorderseite ausgingen. Dieser Punkt kann daher als virtuelles Bild eines auf derselben Seite in unendlicher Entfernung liegenden Axenpunktes angesehen werden. Strahlen, welche gegen den jenseits der Linse liegenden Brennpunkt convergirend auf die Linse auffallen, verlassen dieselbe jenseits parallel zur Axe.

31 Die conjugirten Punkte auf der Hauptaxe einer Linse.

Für die Abstände der conjugirten Strahlencentra haben wir die Gleichung gefunden:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b},$$

woraus

$$b = \frac{af}{a - f} = \frac{f}{1 - \frac{f}{a}}$$

hervorgeht. Dabei wird f positiv gerechnet, wenn der Brennpunkt auf der Hinterseite der Linse sich befindet, wie das bei den positiven Linsen der Fall ist. Für negative Linsen ist daher, wenn man die Bezeichnung für f beibehält:

$$b = -\frac{f}{1 + \frac{f}{a}}.$$

Beschränken wir uns zunächst auf die positiven Linsen, so finden wir aus

$$b = \frac{f}{1 - \frac{f}{a}},$$

indem wir für a verschiedene Werthe zwischen $+\infty$ und $-\infty$ untersetzen, die conjugirten Werthe von b, wie sie in der folgenden Tabelle zusammengestellt sind.

$a =$	$b =$
∞	f
$2f$	$2f$
f	∞
$\frac{f}{2}$	$-f$
0	0
$-\frac{f}{2}$	$\frac{f}{3}$
$-f$	$\frac{f}{2}$
$-2f$	$\frac{2f}{3}$

Dass für $a = 0$ auch $b = 0$, erkennt man daraus, dass wenn man für a immer kleinere Werthe einsetzt, b negative Werthe erhält, die zwar immer grösser als a sind, aber ebenfalls die Null zur Gränze haben. Es bedeutet dies, dass der Scheitelpunkt der Linse sein eigener conjugirter Punkt ist. Die Lage der conjugirten Punkte ist in der Fig. 114, I bis VIII (a. f. S.) für die übrigen in der Tabelle berechneten Fälle zu übersehen.

Die Zeichnung stellt eine gleichgekrümmte biconvexe Linse von einer Brennweite = 20 mm vor. Auf der Axe sind die Abstände der halben, einfachen und doppelten Brennweite nach beiden Seiten aufgetragen und mit $\frac{F}{2}$, F, $2F$ bezeichnet. Die negative Bezeichnung nach rechts gilt bekanntlich für das b, nicht für das a, welches dann negativ bezeichnet wird, wenn es nach links fällt. Die Punkte F und $2F$ dienen als Gränzmarken für eine Unterabtheilung der beiderseitigen Axenhälften in je drei Stücke, von denen das erste vom Scheitel bis F, das zweite von F bis $2F$, das dritte von $2F$ bis ∞ reicht. Denkt man sich durch F und $2F$ senkrecht auf die Axe Ebenen gelegt, so entstehen je 3 „Räume", eine Bezeichnung, die manchmal bequem ist.

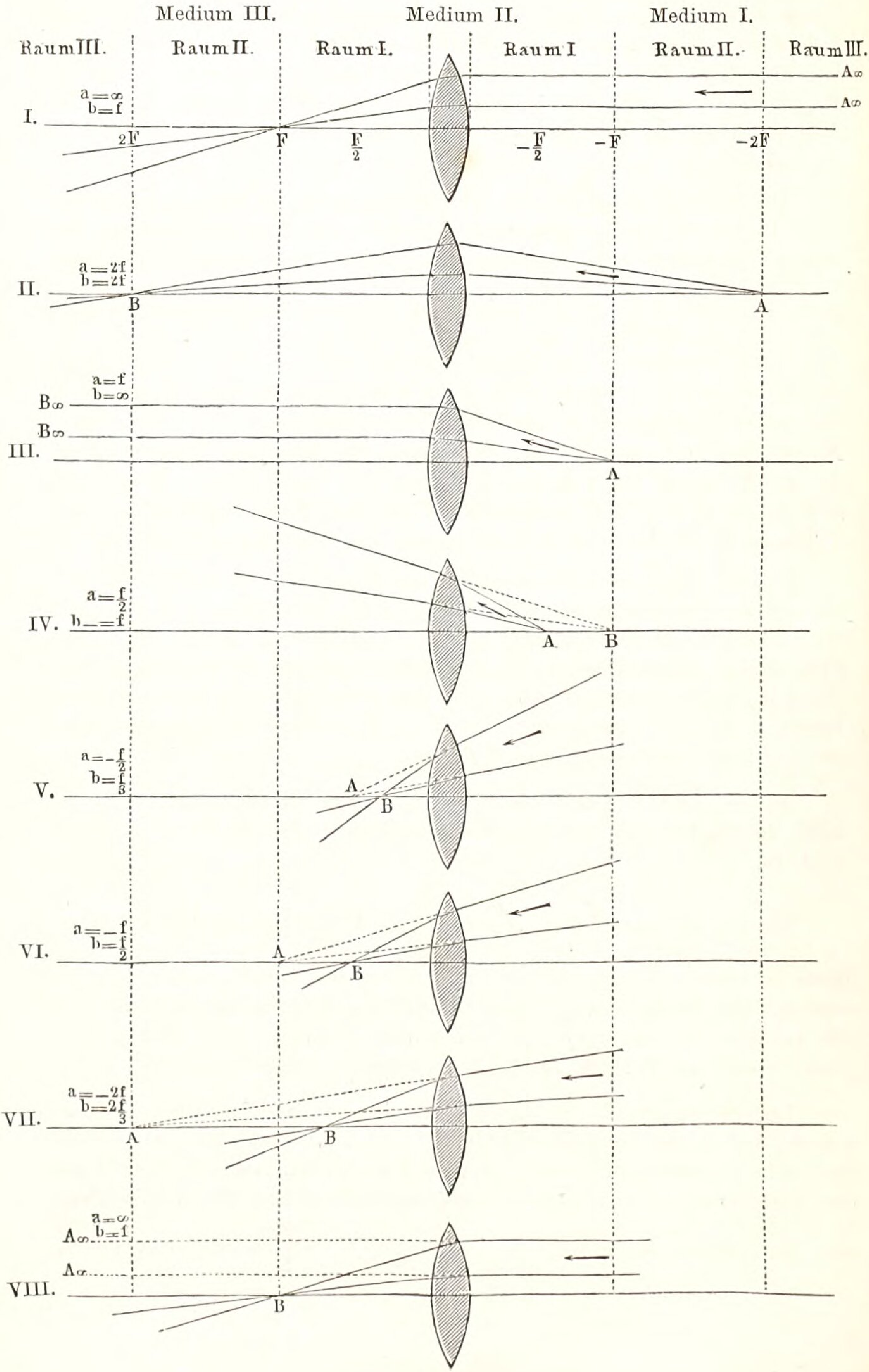
Lassen wir nun ein Strahlencentrum A aus unendlicher Distanz sich auf der Axe nähern, so zeigt die Fig. 114 II, dass bei $a = 2f$ auch $b = 2f$ wird. Die Strahlen gehen also symmetrisch durch die Linse, dem reellen Strahlencentrum A entspricht ein reelles Strahlencentrum B. Wäre a ein leuchtender Punkt, so könnte man in B sein Bild auf einem Schirm auffangen. Da für $a = \infty$, $b = f$, so folgt, dass für a zwischen ∞ und $2f$, b zwischen f und $2f$ liegt.

Für $a = f$ wird $b = \infty$. So lange also A im Raum II vor der Linse bleibt, befindet sich b im Raume III hinter der Linse und ist immer noch reell.

Lassen wir nun A gegen $\frac{F}{2}$ rücken. Das conjugirte Strahlencentrum ist dann nicht mehr reell und hinter der Linse, sondern virtuell und auf der Vorderseite gelegen. Die Strahlen verlassen die Linse, als ob sie von B ausgingen. Je näher nun A an die Linse rückt, desto mehr rückt ihm B nach, bis beide im Scheitel zusammenfallen.

Lassen wir nun das Strahlencentrum für das Medium I über die Linse hinaus auf die andere Seite wandern. Das kann nur den Sinn haben, dass wir im Medium I Strahlen auf die Linse fallen lassen, welche gegen das jenseits gelegene A convergiren, wie dies in Fig. 114 V gezeichnet ist. Es ist dies der Fall $a = -\frac{f}{2}$, wofür $b = \frac{f}{2}$ wird. Die folgen-

Fig. 114.


Medium III.
Medium II.
Medium I.
Raum III.
Raum II.
Raum I.
Raum I
Raum II.
Raum III.
I.
a = ∞
b = f
2F
F
F/2
−F/2
−F
−2F
A∞
A∞
II.
a = 2f
b = 2f
B
A
III.
a = f
b = ∞
B∞
B∞
A
IV.
a = f/2
b = −f
A
B
V.
a = −f/2
b = f/3
A
B
VI.
a = −f
b = f/2
A
B
VII.
a = −2f
b = 2f/3
A
B
VIII.
a = ∞
b = f
A∞
A∞
B

den Fälle sind aus der Figur hinreichend ersichtlich, das letzte Schema ist identisch mit dem ersten, wodurch der ganze Cyklus geschlossen wird.

Wir können aus dem Ueberblicke der Figur leicht folgende Regeln entnehmen:

I. Reelle Strahlencentra (leuchtende Punkte) vor der Linse ausserhalb des Raumes I (die weiter abstehen als der Brennpunkt) geben reelle Strahlencentra hinter der Linse ausserhalb des Raumes I. (Und umgekehrt.)

II. Reelle Strahlencentra vor der Linse innerhalb des Raumes I (innerhalb des Brennpunktes) geben virtuelle Strahlencentra vor der Linse. (Und umgekehrt.)

III. Virtuelle Strahlencentra in allen Räumen hinter der Linse geben reelle Strahlencentra im ersten Raume hinter der Linse. (Und umgekehrt.)

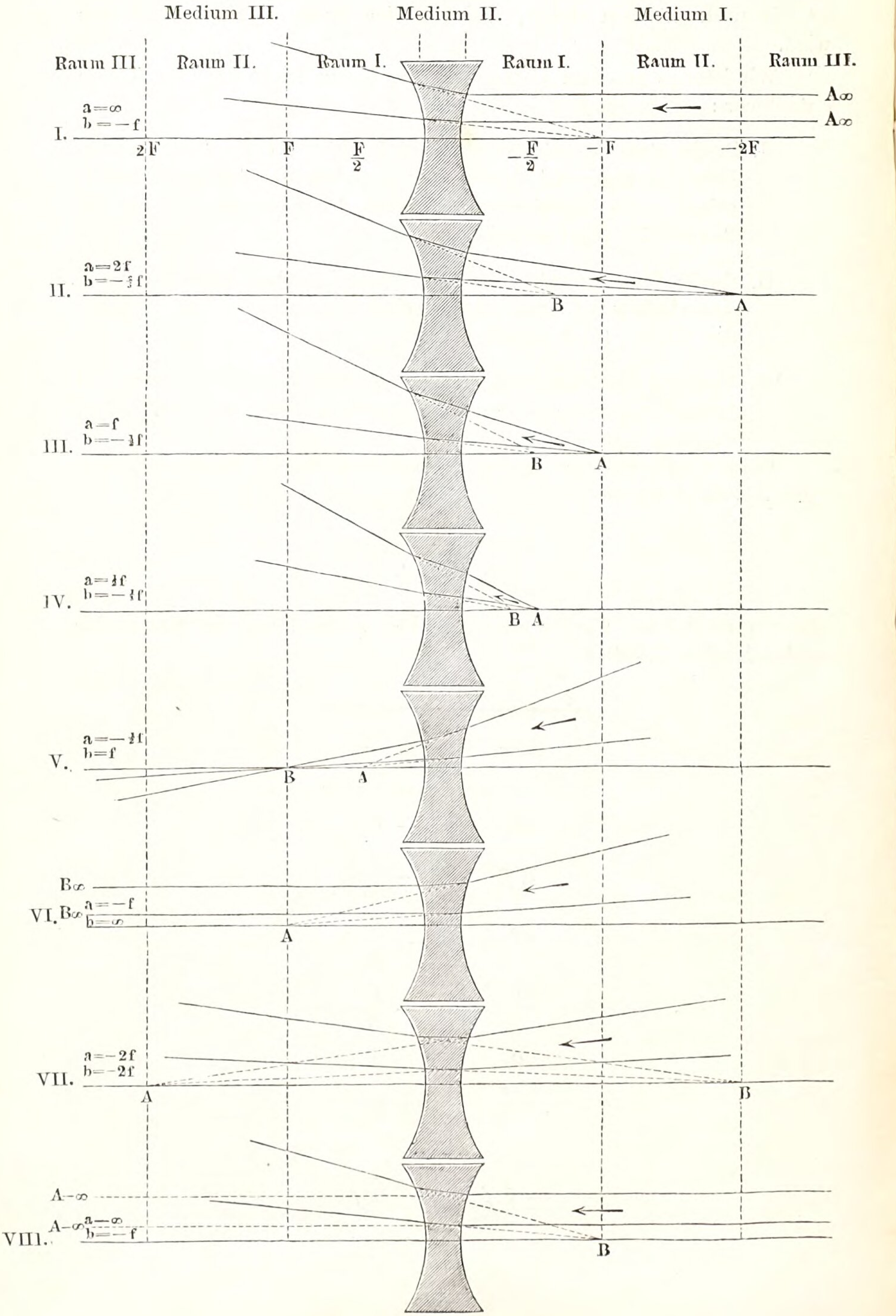
Führen wir jetzt eine analoge Betrachtung für die negativen Linsen durch. Setzen wir in

$$b = -\frac{f}{1 + \frac{f}{a}}$$

für a verschiedene Werthe ein, so erhalten wir für b die Werthe der nachstehenden Tabelle:

$a =$	$b =$
∞	$-f$
$2f$	$-\frac{2f}{3}$
f	$-\frac{f}{2}$
$\frac{f}{2}$	$-\frac{f}{3}$
0	-0
$-\frac{f}{2}$	$+f$
$-f$	∞
$-2f$	$-2f$

Fig. 115.


Medium III.
Medium II.
Medium I.
Raum III
Raum II.
Raum I.
Raum I.
Raum II.
Raum III.
I.
a=∞
b=−f
2F
F
F/2
−F/2
−F
−2F
A∞
A∞
II.
a=2f
b=−⅔f
B
A
III.
a=f
b=−½f
B
A
IV.
a=½f
b=−⅓f
B
A
V.
a=−½f
b=f
B
A
VI.
B∞
B∞
a=−f
b=∞
A
VII.
a=−2f
b=−2f
A
B
VIII.
A−∞
A−∞
a=−∞
b=−f
B

Die Fig. 115 I bis VIII zeigt übersichtlicher, als wir dies mit Worten wiederholen können, das Verhalten der conjugirten Punkte. Für alle Distanzen vor der Linse entspricht dem reellen Strahlencentrum A ein virtuelles Centrum B vor der Linse. (Fig. 115 I bis IV.) Dabei nähern sich beide Punkte dem Scheitel, bis sie dort zusammenfallen. Virtuelle Strahlencentra im Raume I erzeugen reelle Strahlencentra in selbem Raume auf derselben Linsenseite (Fig. 115 V bis VI.) Der Fall der Fig. 115 VII ist der symmetrische; dem virtuellen Strahlencentrum $+ 2f$ im Abstande der doppelten Brennweite auf der einen Seite der Linse entspricht ein ebenfalls virtuelles im gleichen Abstande jenseits. Der letzte Fall (Fig. 115 VIII) ist wieder identisch mit dem ersten.

Zusammenfassung:

I. Reelle Strahlencentra vor der Linse geben virtuelle Strahlencentra im ersten Raume vor der Linse. (Und umgekehrt.)

II. Virtuelle Strahlencentra im ersten Raume hinter der Linse geben reelle Strahlencentra hinter der Linse. (Und umgekehrt.)

III. Virtuelle Strahlencentra ausserhalb des ersten Raumes hinter der Linse geben virtuelle Strahlencentra ausserhalb des ersten Raumes vor der Linse. (Und umgekehrt.)

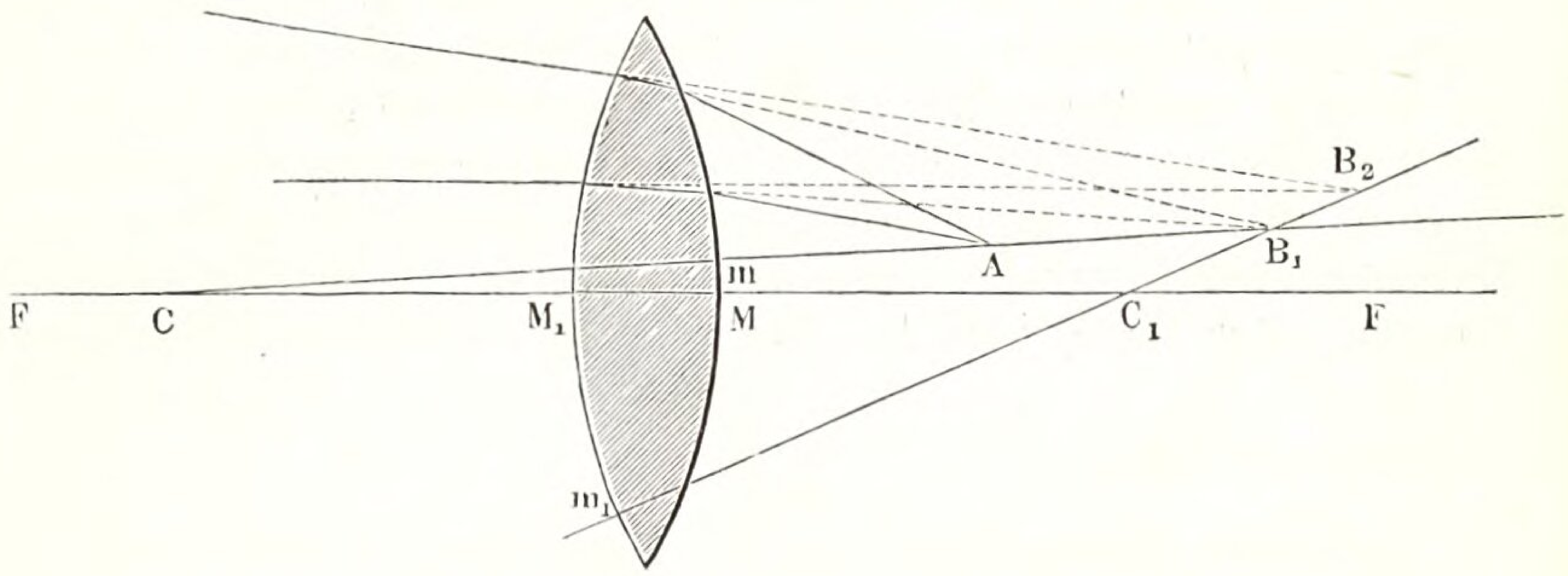
Die hier für die biconvexe und biconcave Linse abgeleiteten Regeln gelten auch für die übrigen Sammel- und Zerstreuungslinsen.

Die conjugirten Punkte ausserhalb der Hauptaxe einer Linse, Nebenaxen. 32 In A, Fig. 116 (a. f. S.), befinde sich ein Strahlencentrum ausserhalb der Axe CC'; es soll untersucht werden, ob die zugehörigen Strahlen nach dem Uebertritt in das jenseits der Linse gelegene Medium wiederum ein gemeinschaftliches Strahlencentrum besitzen und es soll der Ort desselben bestimmt werden.

Zu diesem Zwecke beachten wir zunächst nur die Vorderfläche, deren Scheitel in M liegt. Ziehen wir die Verbindungslinie AC, welche in m die Vorderfläche durchschneidet, so ist die Lage der letzteren gegenüber A ganz dieselbe, wie die gegen einen Punkt der Hauptaxe. Wir betrachten also jetzt CA als Axe, m als Scheitel und suchen nach der in §. 28 abgeleiteten Weise das Strahlencentrum für das Medium II (Glas), welches auf der Axe CA liegen muss. Dasselbe ergebe sich als in B_1 gelegen, d. h. die von A ausgehenden Strahlen haben innerhalb des Glases eine Richtung, welche rückwärts verlängert nach B_1 führt. Dieses virtuelle Strahlencentrum liegt nun noch der Hinterfläche, deren Scheitel M' und deren Krümmungsmittelpunkt C' ist, gegenüber. Ziehen wir durch B_1 und C' eine Gerade, die in m' schneidet, so spielt nun wiederum die Hinterfläche dem Punkte B_1 gegenüber dieselbe Rolle, wie

früher gegenüber einem Punkte der Hauptaxe. Wir betrachten $B_1\,m'$ als neue Axe und wissen bereits bestimmt, dass dem Strahlencentrum B_1

Fig. 116.



für das Medium II (Glas) ein conjugirtes Strahlencentrum für das Medium III auf $B_1\,m'$ entspricht. Wir finden dasselbe nach den gegebenen Regeln in B_2. Mithin sind A und B_2 conjugirte Strahlencentra für Strahlen vor und hinter der Linse.

Da wir hiebei keine willkürliche Annahme bezüglich der Form der Linse gemacht, indem das Beispiel für alle Linsenformen durchgeführt werden kann und wir nur das voraussetzen, dass die Strahlen auch den neuen Axen gegenüber als centrale gelten dürfen, so folgt, dass auch den ausserhalb der Hauptaxe einer Linse gelegenen Punkten eines Mediums conjugirte Punkte des andern Mediums entsprechen. Man findet diese conjugirten Punkte, indem man für jede Gränzfläche eine entsprechende neue Axe construirt und von Medium zu Medium weiter rechnend die zugehörigen Strahlencentra aufsucht.

Es entsteht nun die Frage, ob es nicht, im Falle, dass die Lage der Brennpunkte bereits bekannt sei, ein Verfahren gebe, um direct aus der Lage des Strahlencentrums für das Medium I die Lage des conjugirten Strahlencentrums für das Medium III zu bestimmen, ohne dass man nöthig hätte, sich um den vollständigen Verlauf der Strahlen innerhalb der Linse zu kümmern.

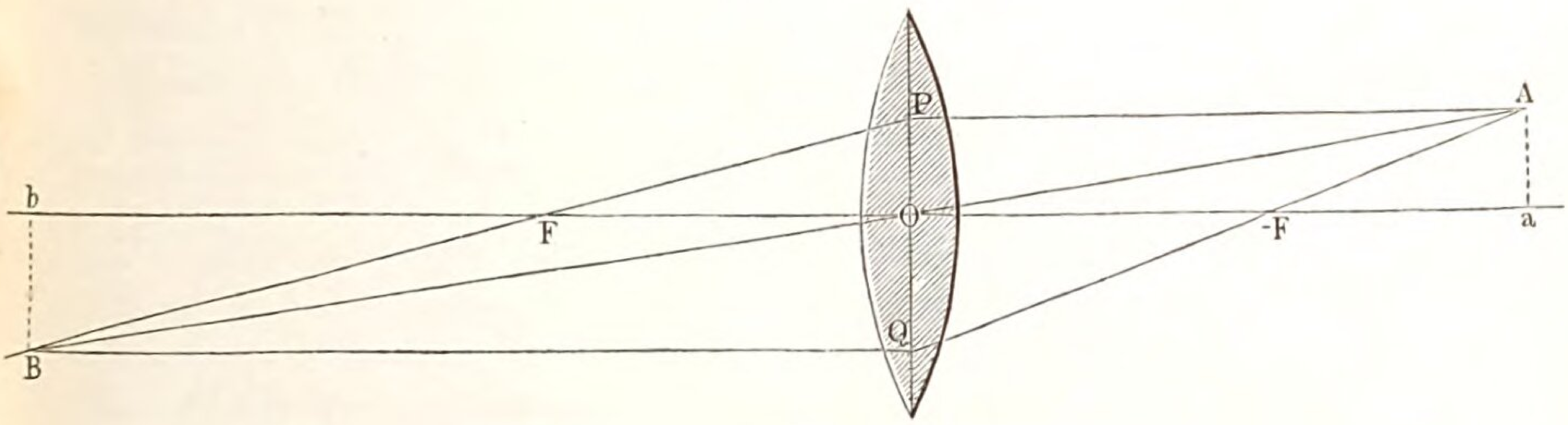
Ein solches Verfahren gründet sich darauf, dass man die Dicke der Linse vernachlässigt, was in vielen praktischen Fällen in der That zulässig ist.

Es sei in Fig. 117 eine biconvexe Linse mit den Brennpunkten F und F'. A sei ein Strahlencentrum für das Medium I. Wir suchen das conjugirte Strahlencentrum für das Medium III. Die Vernachlässigung der Linsendicke bringen wir dadurch zum Ausdrucke, dass wir alle Entfernungen statt von den Scheiteln, von der Sehne $s\,s'$ rechnen und auch

die Strahlen, statt bis zu den Kreisbögen, bis zu dieser Sehne geradlinig ziehen.

Diese Sehne stellt gewissermaassen den Durchschnitt durch die un-

Fig. 117.



endlich dünn gedachte Linse vor. Die Auffindung des zu A conjugirten Punktes B beruht dann darauf, dass wir von zwei Strahlen, deren Verlauf wir bereits kennen, den Durchschnittspunkt suchen. Diese beiden Strahlen sind: erstens der axenparallele Strahl AP, welcher durch den jenseitigen Brennpunkt F hindurchgeht, zweitens der durch den diesseitsliegenden Brennpunkt — F gehende Strahl AQ, welcher jenseits axenparallel fort geht. In B ist der Durchschnittspunkt, wo sich auch alle übrigen von A ausgehenden Strahlen schneiden müssen.

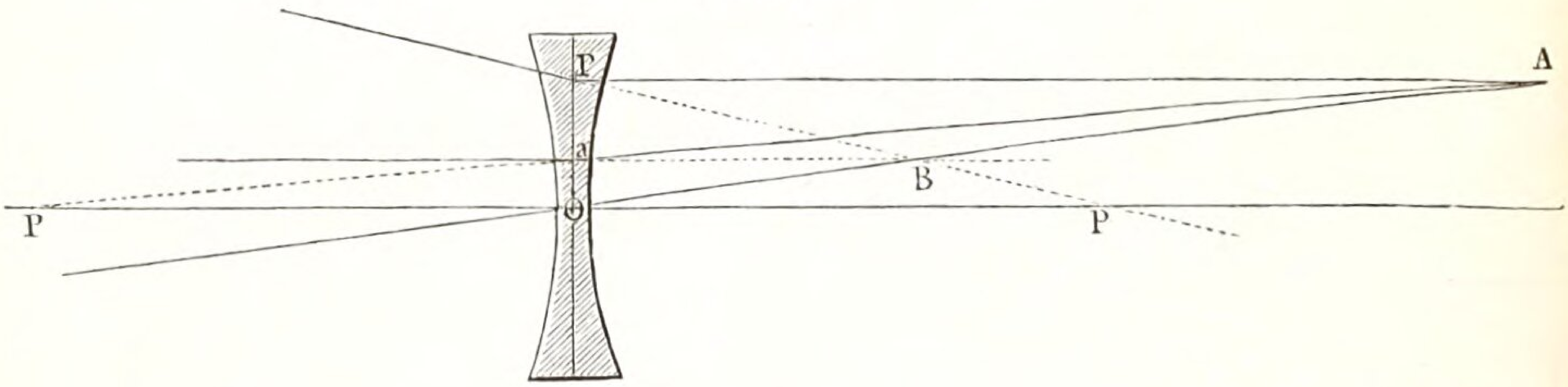
Unter diesen übrigen Strahlen ist auch noch der Hauptstrahl AB, der durch den optischen Mittelpunkt hindurchgeht und daher gar nicht gebrochen wird.

Wie wir in §. 27 erfahren haben, erleiden die Strahlen, welche durch den optischen Mittelpunkt gehen, keine Ablenkung, aber eine Parallelverschiebung (ausgenommen ein Strahl in der Hauptaxe selbst). Diese Parallelverschiebung (so wie auch eine etwaige Abweichung des optischen Mittelpunktes vom geometrischen) vernachlässigen wir, indem wir die Linsendicke vernachlässigen und betrachten demnach die durch o gehenden Strahlen als ungebrochene Gerade. Offenbar eignet sich dieser Hauptstrahl ebenfalls zu obiger Construction, indem man ihn mit dem axenparallelen oder mit dem Brennpunktsstrahl combinirt, ja er ist in der Regel bequemer als der letztere zu verwenden. (Die Hilfslinien Aa und Bb finden später Verwendung.)

In Fig. 118 (a.f.S.) ist dieselbe Aufgabe für eine biconcave Linse durchgeführt. Unter den Strahlen, die von A ausgehen, sind folgende zwei in ihrem weiteren Verlaufe bekannt: erstens der axenparallele Strahl AP, der jenseits in der Fortsetzung der Richtung — FP weiter geht, dann der gegen F (den jenseitigen Brennpunkt) gerichtete Strahl, der axenparallel weiter geht. Diese beiden Richtungen schneiden sich rückwärts in B, wo der conjugirte Punkt liegt. Auch hier hätten wir denselben noch einfacher mittelst des Hauptstrahls AO gefunden, der die Linie

— FP in B durchschneidet. Die Linie AO wird auch **secundäre** oder **Nebenaxe** genannt.

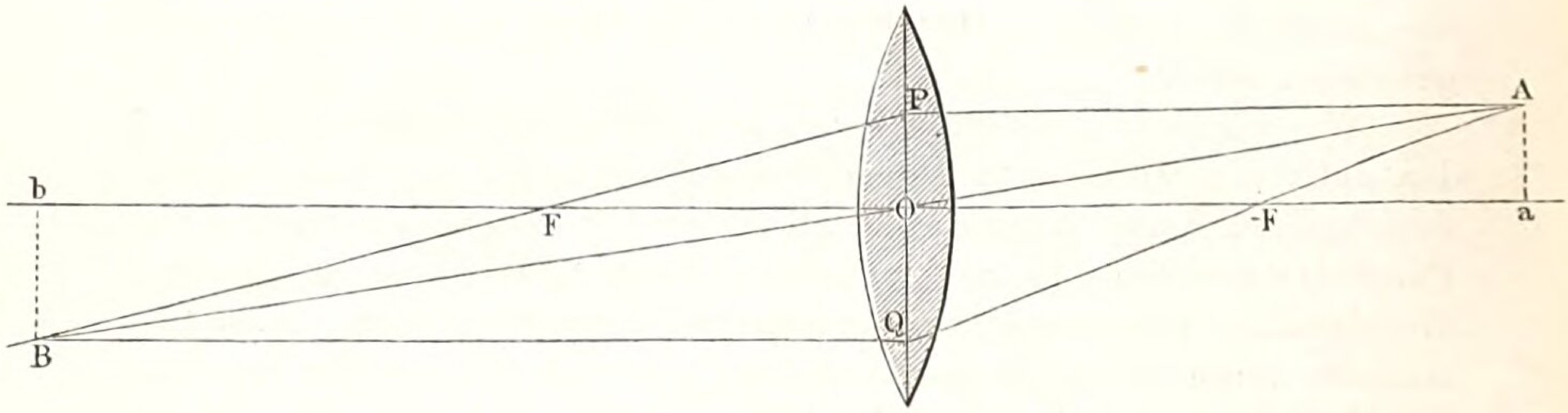
Fig. 118.



Auch diese Constructionen gelten selbstverständlich nur annähernd, sie setzen insbesondere voraus, dass nur centrale Strahlen zugelassen werden, was nur dann der Fall sein wird, wenn die Nebenaxen mit der Hauptaxe nur einen kleinen Winkel bilden. In den Figuren konnte diese Bedingung der Deutlichkeit wegen nicht eingehalten werden.

33 **Conjugirte Ebenen, Linsenbilder.** Sind A und B (Fig. 119) conjugirte Punkte und wir legen durch dieselben senkrecht auf die Axe Ebenen (Hauptschnitte genannt), welche dieselbe in a und b durchschneiden, so lässt sich zeigen, dass für alle Punkte in der Ebene Aa die zugehörigen conjugirten Punkte in der Ebene Bb liegen. Wir sind daher berechtigt, die Ebenen Aa und Bb **conjugirte Ebenen** zu nennen. Den Beweis können wir etwa in der Weise führen, dass wir zeigen, dass für die Linsenabstände AP und BQ des beliebig gewählten Paars conjugirter Punkte A und B dieselbe Gleichung gilt, wie für die Abstände conjugirter Punkte auf der Hauptaxe. Es ist nämlich:

Fig. 119.



$$\frac{Bb}{PO} = \frac{Ob - f}{f}, \quad \frac{QO}{Aa} = \frac{f}{Oa - f}.$$

Da nun $Bb = QO$ und $PO = Aa$, so ist auch

$$\frac{Ob - f}{f} = \frac{f}{Oa - f},$$

woraus

$$Oa = \frac{Ob \cdot f}{Ob - f},$$

was mit der Gleichung für die Abstände conjugirter Punkte der Hauptaxe $a = \frac{bf}{b - f}$ übereinstimmt. Alle Punkte, welche von der Linse gleich weit abstehen, wie der Punkt a, haben also conjugirte Punkte, welche von der Linse gleich weit abstehen, wie der Punkt b, womit bewiesen ist, dass die durch a und b gelegten Hauptschnitte conjugirte Ebenen sind.

Liegt in einem solchen Hauptschnitte ein irgendwie begränztes Object, welches Licht aussendet, so können wir dasselbe als aus einer Anzahl im Hauptschnitt liegender lichtaussendender Punkte zusammengesetzt betrachten. Die Gesammtheit der hierzu gehörigen conjugirten Punkte heisst dann das „Bild" des Objectes oder „Gegenstandes".

Für Gegenstandsweite und Bildweite gelten dann offenbar dieselben Beziehungen, wie für die Abstände conjugirter Strahlencentra, die wir bisher mit a und b bezeichnet haben.

Ist das Object ein Körper, so kann man sein Bild finden, indem man für die Punkte seiner Oberfläche die conjugirten Punkte sucht. Wir beschäftigen uns hier mit den Bildern ebener Objecte, welche in Hauptschnitten liegen, deren Durchschnitte mit der Papierebene daher als senkrechte gerade Linien sich darstellen.

Fig. 120 I. (a. S. 125) giebt eine Uebersicht der Abstände, Lagen und Grössen der Bilder, wie sie durch eine positive Linse von einem reellen Objecte, als welches wir einen senkrecht auf der Axe stehenden Pfeil gewählt haben, entstehen. Die Construction ist nach dem früher Mitgetheilten von selbst verständlich.

Objecte ausserhalb der doppelten Brennweite, also im Raum III vor der Linse, geben im Raum II jenseits der Linse reelle verkehrte und verkleinerte Bilder und zwar um so mehr verkleinert, als das Object weiter absteht. Beispiele: Pfeil $A_1 a_1$ und $A_2 a_2$. Weit entfernte Objecte erscheinen deshalb stets sehr klein abgebildet nahe hinter F.

Objecte im Abstand der doppelten Brennweite, also an der Grenze der Räume III und II, geben ebenso weit hinter der Linse reelle verkehrte Bilder in unveränderter Grösse, z. B. $A_3 a_3$. Objecte innerhalb der doppelten und der einfachen Brennweite, also innerhalb des Raumes II vor der Linse, geben im Raume III hinter der

Linse reelle verkehrte und vergrösserte Bilder. Die Vergrösserung wächst desto mehr, je näher das Object an den Brennpunkt kommt. Beispiel $A_4\,a_4$.

Objecte im Brennpunkte geben in endlicher Entfernung gar kein Bild. Beispiel $A_5\,a_5$.

Objecte innerhalb der Brennweite, also im Raum I, geben vor der Linse virtuelle, aufrechte und vergrösserte Bilder und zwar desto grösser, je näher am Brennpunkt das Object liegt. Beispiel $A_6\,a_6$, $A_7\,a_7$.

Die reellen Bilder sind also alle verkehrt und hinter der Linse, die virtuellen alle aufrecht und vor der Linse. Die Grösse der Bilder verhält sich zu der Grösse der Objecte, wie ihre beiderseitigen Abstände von der Linse.

Fig. 120 II giebt eine Uebersicht der Bilder, welche eine negative Linse von reellen Objecten hervorbringt.

Sämmtliche Bilder reeller Objecte sind innerhalb der Brennweite vor der Linse gelegen, virtuell, aufrecht und verkleinert. Die Verkleinerung wächst, wenn die Entfernung des Objectes zunimmt.


Die experimentelle Bestätigung dieser Resultate lässt sich mittelst der oben beschriebenen optischen Bank leicht durchführen; die entsprechende Anordnung ist in Fig. 121 (a. S. 126) dargestellt und bedarf wohl keiner näheren Beschreibung. Als Object benutzt man am bequemsten eine Kerzenflamme. Die reellen Bilder lassen sich auf einem weissen Schirme auffangen, dieselben, sowie die virtuellen Bilder, können aber auch direct mit dem Auge beobachtet werden, indem man es in die Richtung der divergirenden Strahlen bringt, wie dies bereits bei den Bildern der Hohlspiegel besprochen wurde. Derselbe Apparat kann auch zur empirischen Ausmittelung der Brennweite dienen. Bei Sammellinsen sucht man einfach diejenige Stellung von Object und Bild auf, wo beide gleich gross erscheinen, wobei sie beide um die doppelte Brennweite von der Linse abstehen.

Ist dabei der Abstand vom Object zum Schirm $= D$, so ist $f = \frac{D}{4}$. Als Object wird man diesmal keine Flamme, sondern etwa eine hellbeleuchtete rechteckige Spalte oder einen von rückwärts beleuchteten durchsichtigen Maassstab benutzen.

Man kann auch directe Sonnenstrahlen durch die Linse auf eine matte Glasplatte fallen lassen und jenen Abstand derselben von der Linse aufsuchen, wo das Sonnenbildchen am kleinsten und deutlichsten ausfällt, wo auch die Brennwirkung am auffälligsten ist. Doch ist dieses directeste Verfahren nicht sehr genau.

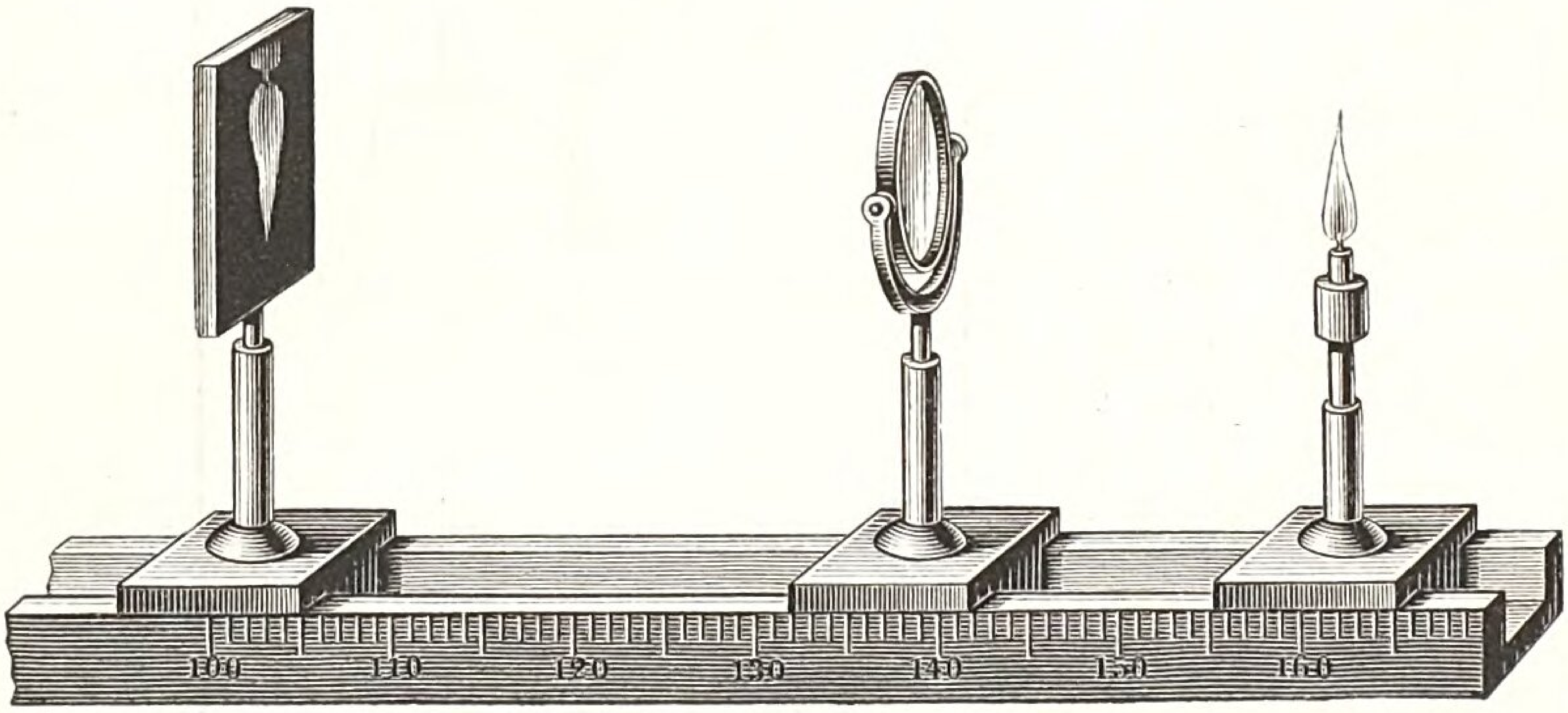
Ein anderes Verfahren gründet sich auf folgende Ueberlegung. Richtet man ein Fernrohr auf ein weit entferntes Object, so fallen die

Fig. 120 I. u. II.


B0
B7
P
A7
A6
A5
A4
A3
A2
A1
I
b4
b3
b2
b1
F
O
a7
b7
a6
a5
b6
a4
a3
a2
a1
B1
B2
B3
B4
-F
-2F
Raum III.
Raum II.
Raum I.
Raum I.
Raum II.
Raum III.
II
B7
B6
B5
B4
B3
B2
B1
b7
a7
b6
b5
a6
b4
b3
b2
b1

Strahlen, die von diesem ausgehen, sehr nahe parallel auf die Objectivlinse (die dem Objecte zugekehrte Linse) des Fernrohrs.

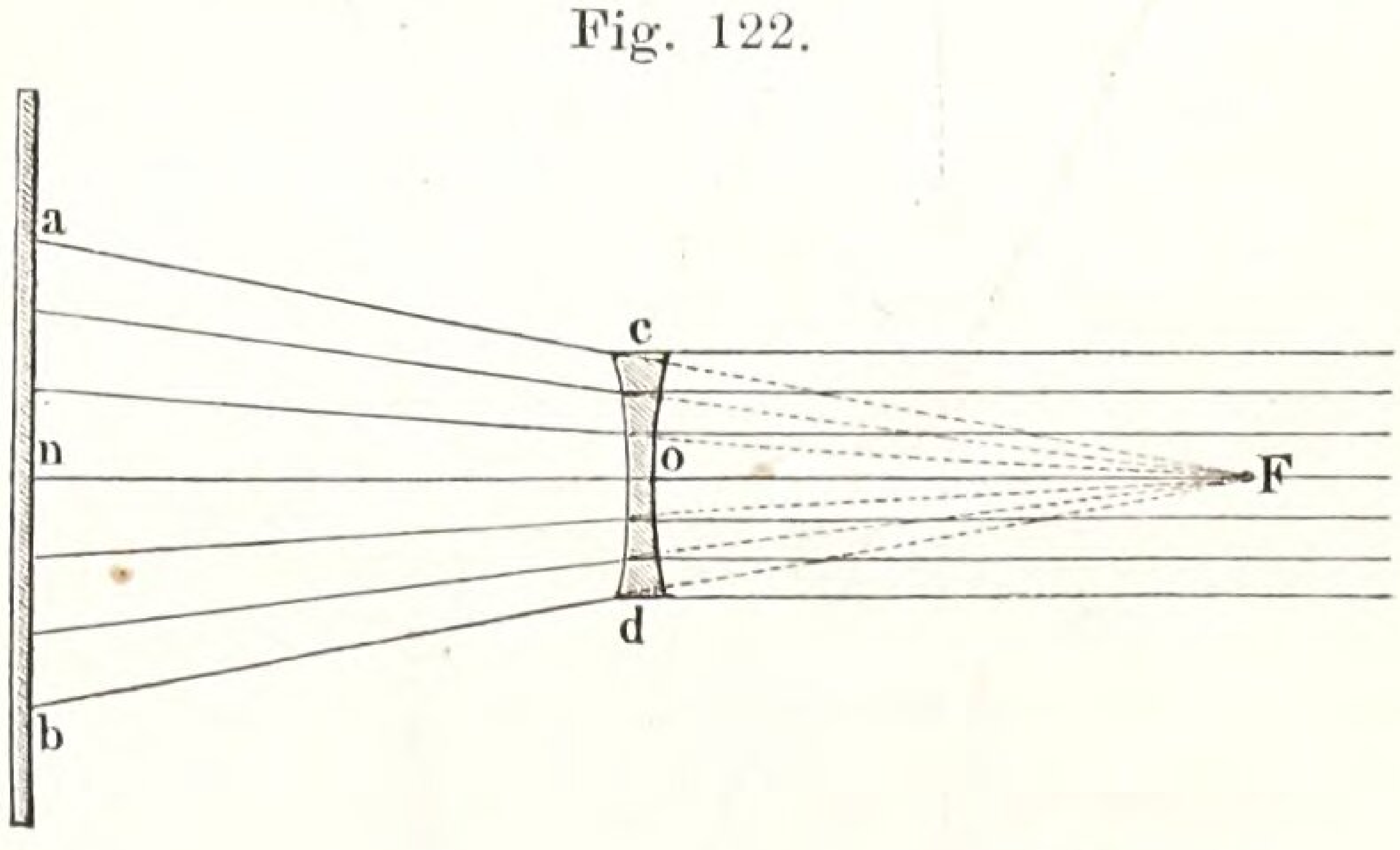
Fig. 121.



Setzt man nun die zu untersuchende Linse vor die Objectivlinse, so entsteht kein deutliches Bild des fernen Objectes. Nähert man dann ein Object, bis es in die Brennweite der zu untersuchenden Linse tritt, so sendet es parallele Strahlen ins Fernrohr, wie früher das weit entfernte Object, es muss dann, wie früher dieses, jetzt deutlich gesehen werden. Der Abstand des Objectes von der Linse, bei welchem es im Fernrohr deutlich gesehen wird, ist also gleich der Brennweite.

Um die Brennweite resp. Zerstreuungsweite einer Hohllinse durch den Versuch zu bestimmen, ist folgendes Verfahren in Anwendung zu bringen: Man lasse auf die Hohllinse ein Bündel Sonnenstrahlen (etwa von dem Spiegel des Heliostats in das dunkle Zimmer reflectirte) fallen, so werden sie sich nach dem Durchgang durch die

Fig. 122.



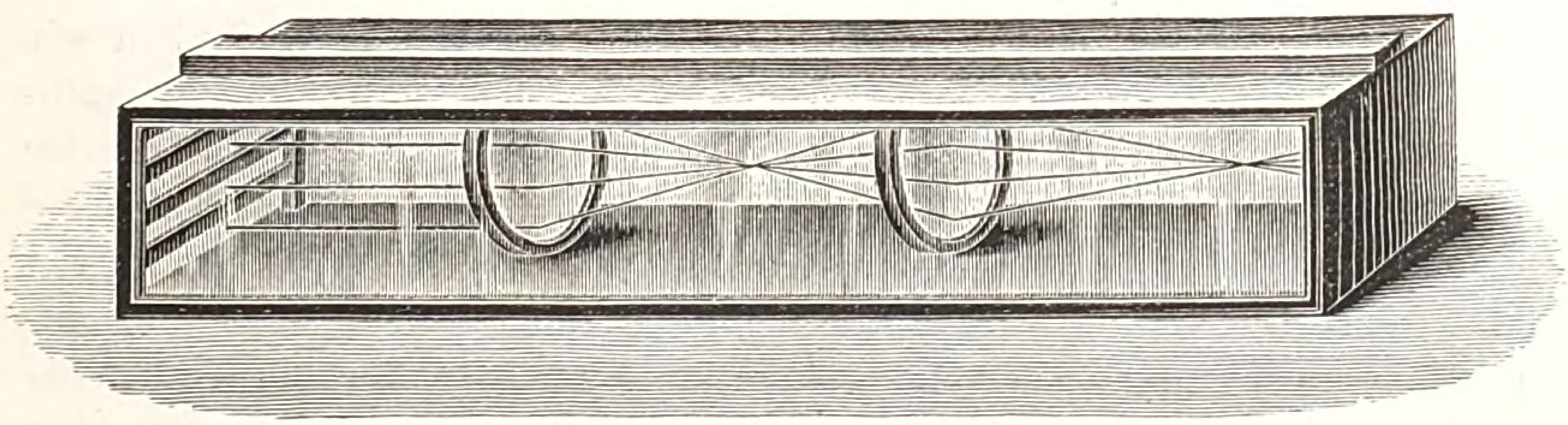
Linse ausbreiten, wie Fig. 122 andeutet, und auf einem weissen Schirm aufgefangen einen erleuchteten Kreis bilden, dessen Durchmesser *ab*

wächst, wenn man den Schirm von der Linse entfernt. Man stelle nun den Schirm so, dass der Durchmesser ab des erleuchteten Kreises gerade doppelt so gross ist, als der Durchmesser cd der Linse, so ist alsdann der Abstand no des Schirmes von der Linse gleich ihrer Zerstreuungsweite Fo.

Ein vorzügliches Hilfsmittel für eine populäre Demonstration der Linsenwirkung ist der von E. Mach construirte Apparat, von dem wir hier eine Abbildung (Fig. 123) geben.

Derselbe besteht aus einem Glaskasten, welcher mit Hilfe eines kleinen Handblasebalgs mit Rauch gefüllt wird. Im Kasten verstellbar

Fig. 123.



befinden sich die Linsen. Der Brennpunkt der ersten Linse, auf welche durch ein Gitter Sonnenlicht fällt, wodurch die Strahlen im Rauch sichtbar werden, stellt den leuchtenden Punkt (des Strahlencentrum für das Medium I) vor, der an die zweite Linse beliebig herangeschoben und durch dieselbe durchgeschoben werden kann. Um das directe und gebrochene Lichtbündel gleichzeitig hinter der Linse verfolgen zu können, ist von letzterer nur ein Theil vorhanden und zwar mit rothem Glase bedeckt. Ein Theil des directen Lichtes geht also frei hindurch und bleibt weiss, während das gebrochene Licht roth gefärbt wird. Alle die Linsen betreffenden Sätze lassen sich an diesem Apparat wie an einem beweglichen Modell und in überraschend schöner Weise demonstriren. Zum Nachweise der später zu besprechenden chromatischen Aberration dient eine zur Hälfte mit rothem, zur Hälfte mit blauem Glase bedeckte Linse.

Begriff der Hauptpunkte und der Knotenpunkte. In §. 29 haben wir uns erlaubt, bei der Berechnung der Lage der conjugirten Punkte die Linsendicke zu vernachlässigen. Dies ist stets nur, indem man sich mit einer Annäherung begnügt, erlaubt, in manchen Fällen aber gar nicht zulässig und man ist dann genöthigt, entweder, wie wir dies in §. 29 gezeigt haben, den Gang der Lichtstrahlen von Medium zu Medium rechnend zu verfolgen, oder sich eines Hilfsmittels zu bedienen, dessen Entdeckung wir Gauss (Dioptrische Untersuchungen, 34

Abhandl. d. königl. Ges. der W. zu Göttingen, I. 1838 bis 1841) zu verdanken haben. Dieses Hilfsmittel sind die Hauptpunkte. Später hat Listing (Beiträge zur physiol. Optik, Göttingen 1845) diesen Punkten noch ein Paar hinzugefügt, welche er Knotenpunkte nannte.

Die Brennpunkte, Hauptpunkte und Knotenpunkte heissen zusammen die Cardinalpunkte eines optischen Systems. Eine eingehende Ableitung und Erörterung ihrer Eigenschaften geht über den Rahmen unseres Buches hinaus; wir beschränken uns daher darauf, den Begriff dieser Punkte kurz anzudeuten, und verweisen die Leser, die sich darüber näher unterrichten wollen, auf die Originalarbeiten oder ausführlicheren Darstellungen von Gauss, Listing, Seidel, Reusch, Helmholtz, Töpler, v. Lang u. A.

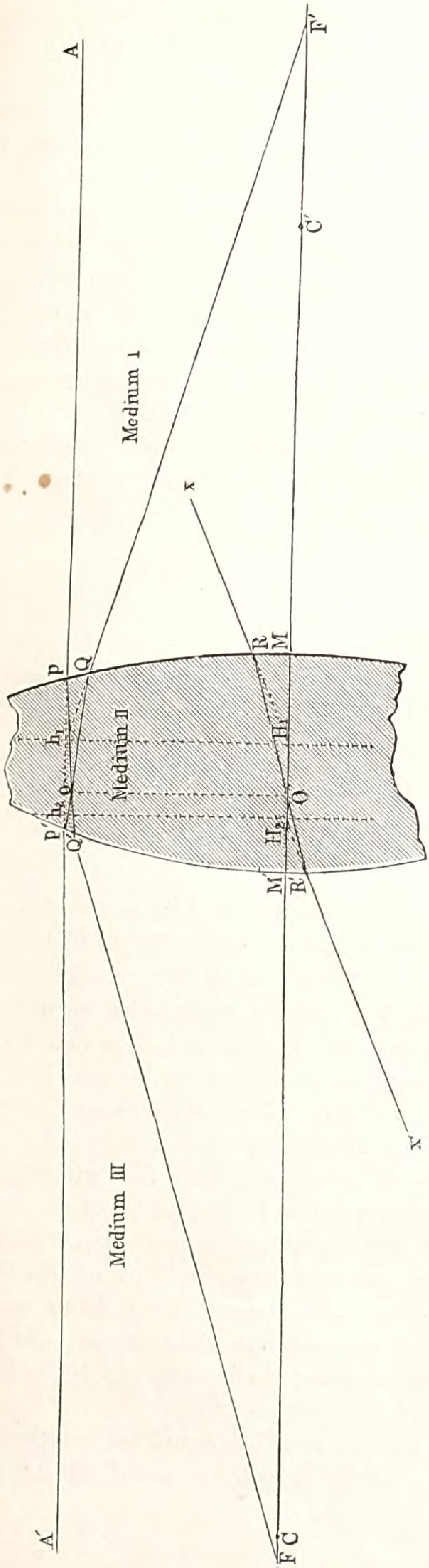
Um den Begriff der Hauptpunkte kennen zu lernen, denken wir uns (Fig. 124) eine biconvexe Linse mit den ungleichen Krümmungshalbmessern CM und $C'M'$ im Durchschnitte dargestellt. Vor und hinter der Linse sei dasselbe Medium vorhanden. Wir ziehen nun parallel zur Axe die gerade Linie AA' in beliebigem Abstande von der Axe, jedoch so nahe an derselben, dass die Strahlen AP und $A'P'$ als centrale Strahlen angesehen werden dürfen. Wir denken uns dann nach den im §. 28 entwickelten Regeln die Richtungen PQ' und $P'Q$, welche die Strahlen AP und $A'P'$ innerhalb der Linse eingeschlagen, ermittelt; ebenso die Richtungen $Q'F$ und QF', welche diese Strahlen nach dem Austritte aus der Linse verfolgen. Wir erhalten dadurch die Brennpunkte F und F'. Dabei machen wir darauf aufmerksam, dass die Abstände dieser Brennpunkte von den Scheiteln M' und M im Allgemeinen nicht gleich sind; wir haben sie nur nach Vernachlässigung der Linsendicke gleich gesetzt und als eine Brennweite aufgefasst.

Verlängern wir nun die Richtungen FQ' und $F'Q$ bis sie AA' schneiden, so erhalten wir zwei Durchschnittspunkte h_2 und h_1.

Diese beiden Punkte sind nun zwei conjugirte Strahlencentra für Strahlen in dem Medium I und III. Denn da wir bereits bewiesen (§. 32), dass alle centralen Strahlen, die im Medium I gegen einen Punkt, z. B. h_1, zielen, im Medium III so gerichtet seien, dass sie wieder gegen einen gemeinschaftlichen Punkt zielen und da hier bereits für zwei Strahlen, die in I gegen h_1 zielen, gewiss ist, dass sie in III gegen h_2 zielen, so muss h_2 das Strahlencentrum für alle Strahlen des Mediums III sein, welche zu dem Strahlencentrum h_1 gehören; d. h. h_1 und h_2 sind conjugirte Punkte für Strahlen in I und III.

Legen wir durch h_1 und h_2 Hauptschnitte, d. i. auf die Axe senkrechte Ebenen, so sind dieselben conjugirte Ebenen für Strahlen in I und III. Jedem Punkte in einer dieser Ebenen entspricht ein conjugirter Punkt auf der andern Ebene und zwar liegen diese Punkte gleich weit von der Axe entfernt. Diese Ebenen heissen Hauptebenen und ihre Durchschnittspunkte mit der Axe H_1 und H_2 Hauptpunkte.

Fig. 124.



Die Linien $P\,Q'$ und $P'\,Q$ schneiden sich in einem Punkte o; man erkennt sofort, dass dieser Punkt nichts anderes ist, als das zu h_1 und h_2 conjugirte Strahlencentrum für das Medium II. Der durch o gelegte Hauptschnitt trifft die Axe in O. Dieser Hauptschnitt ist die conjugirte Ebene zu den beiden Hauptebenen. Zielen also Strahlen im Medium I gegen einen Punkt h_1 der Hauptebene $h_1\,H_1$, so zielen sie nach der ersten Brechung innerhalb der Linse auf einen Punkt o der Ebene $o\,O$ und nach der zweiten Brechung, also nach dem Austritte aus der Linse, zielen sie (rückwärts) gegen einen Punkt h_2 der zweiten Hauptebene $h_2\,H_2$.

Für die Hauptpunkte H_1 und H_2 ist der conjugirte Zwischenpunkt der Punkt O. Ziehen wir daher irgend einen Strahl, z. B. $R\,R'$, durch O, so sind $O\,R$ und $O\,M$ sowie $O\,R'$ und $O\,M'$ Strahlen, welche dem Strahlencentrum O für das Medium II angehören. Ihre conjugirten Strahlencentra für I und III sind daher H_1 und H_2, mithin haben sie ausserhalb der Linse die Richtungen $H_1\,R$ und $H_2\,R'$. O ist aber, wie sich leicht zeigen lässt, nichts anderes, als der optische Mittelpunkt der Linse; $R\,R'$ ist daher ein Hauptstrahl und seine ausserhalb der Linse liegenden Richtungen $R\,x$ und $R'\,x'$ sind unter sich parallel.

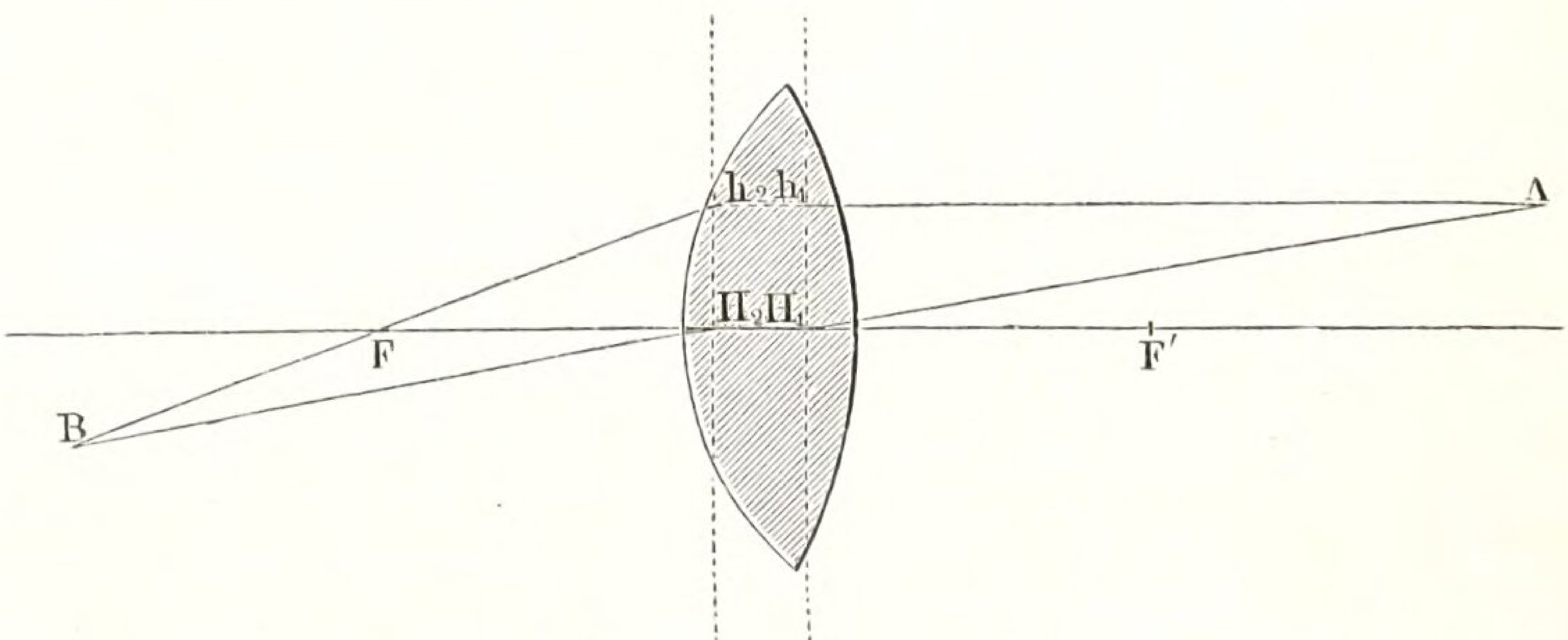
Die Hauptpunkte können wie der optische Mittelpunkt bei convexconcaven und concavconvexen Linsen auch ausserhalb

derselben liegen. Bei gleichseitigen biconvexen oder biconcaven Linsen liegen sie symmetrisch zum Mittelpunkte; immer aber (gleichartige Medien I und III vorausgesetzt) ist ihr beiderseitiger Abstand von den Brennpunkten gleich gross, d. h. $H_2 F = H_1 F'$. Man bezieht deshalb auch die Brennweiten, sowie die Abstände conjugirter Punkte statt auf die Scheitel M und M' auf die Hauptpunkte H_1 und H_2.

Ist für eine Linse die Lage ihrer Brennpunkte und Hauptpunkte gegeben, so ist sie in Bezug auf ihre optische Wirkung ganz bestimmt. Man braucht dann die Lage der Scheitel und die Krümmungsmittelpunkte gar nicht mehr zu kennen, um für jeden Punkt im ersten Medium den conjugirten im letzten und umgekehrt zu finden. Die Construction ergiebt sich nämlich aus den angeführten Eigenschaften der Hauptebenen und Hauptpunkte einfach in folgender Weise:

Es seien (Fig. 125) F'_1 F_1 H_1 und H_2 die Brenn- und Hauptpunkte der Linse und solle zu A der conjugirte Punkt gefunden werden. Man

Fig. 125.



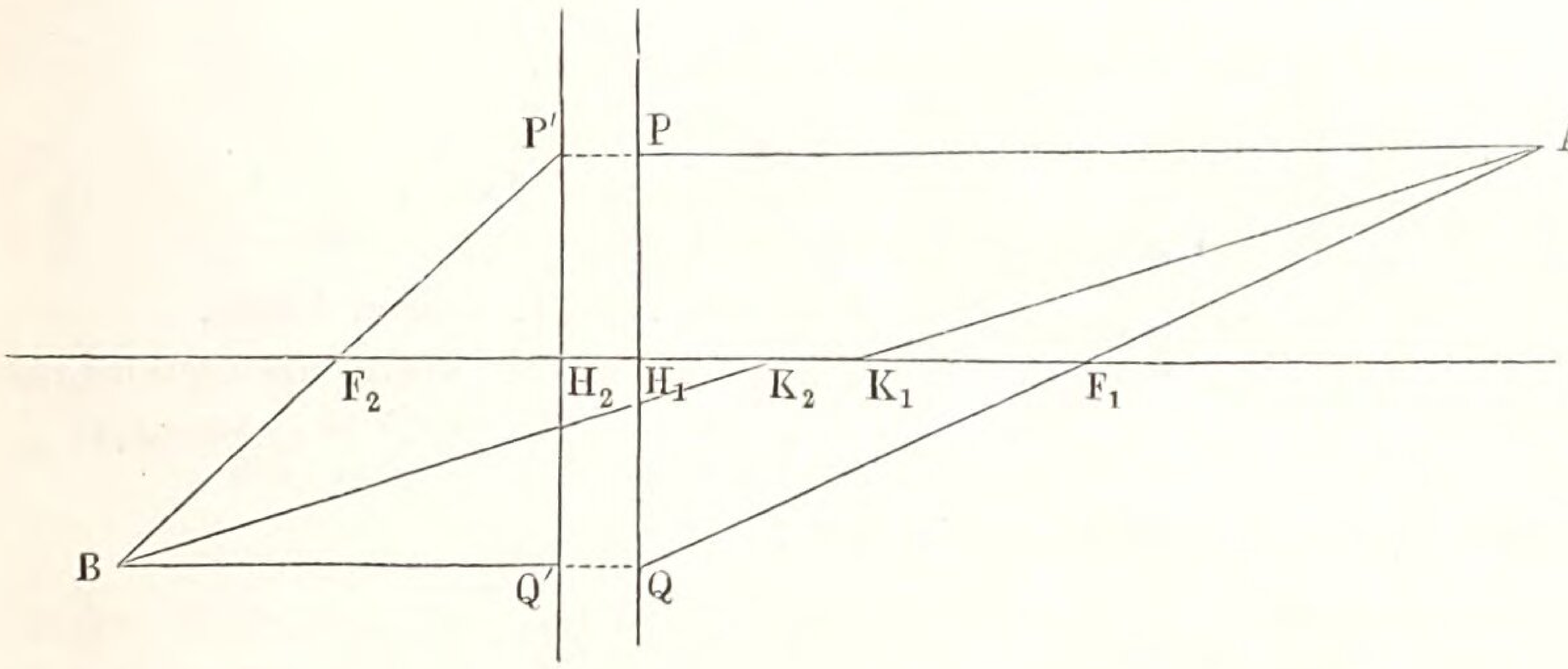
ziehe von A aus zwei Strahlen, den axenparallelen $A h_2$ und den Hauptstrahl $A H_1$. Ersterer hat hinter der Linse die Richtung $h_2 F$, letzterer die Richtung $H_2 B$ parallel zu $A H_2$. Mithin ist B der gesuchte Punkt. Die Construction ist also ganz ähnlich der früheren einfacheren, nur dass eine Verschiebung durch Einschaltung des Raumes zwischen den Hauptebenen dazu gekommen ist. Vernachlässigt man diese Verschiebung, so fallen die Hauptebenen zusammen und wir haben die frühere Constructionsweise, wie sie aus der Vernachlässigung der Linsendicke hervorgegangen ist. Wir wollen noch erwähnen, dass für gleichseitige Biconvexlinsen, für deren Glassubstanz ein Brechungsquotient $= 1{\cdot}5$ angenommen wird, der Abstand der Hauptpunkte von den Scheiteln nahe $= \frac{1}{3}$ der Linsendicke und zwar um so genauer beträgt, als die Dicke gegen den Krümmungsradius kleiner ist. Diesen Werth kann man in vielen praktischen Fällen benutzen, wo es zwar nicht angeht, die Linsendicke ganz zu vernachlässigen, es aber auch nicht die Mühe lohnt, die Lage der Hauptpunkte genauer zu berechnen.

Die Knotenpunkte treten als von den Hauptpunkten verschiedene Punkte nur in jenen Systemen brechender Kugelflächen auf, wo das erste

und letzte Medium nicht denselben Brechungsquotienten besitzt. Ihre Haupteigenschaft ist in dem Satze enthalten:

Jedem Strahle, der im ersten Medium gegen den ersten Knotenpunkt zielt, entspricht im letzten Medium ein paralleler Strahl, der durch den zweiten Knotenpunkt geht. Eine nähere Untersuchung lehrt, dass es nur zwei solcher Punkte giebt und dass ihre Lage auf der Axe zu den übrigen Cardinalpunkten durch folgenden einfachen Zusammenhang charakterisirt ist. Sind F_1 und F_2 (Fig. 126) die beiden Brennpunkte (welche bei Ungleichheit des ersten

Fig. 126.



und letzten Mediums ungleiche Abstände von den Hauptpunkten haben), H_1 und H_2 die Hauptpunkte, K_1 und K_2 die Knotenpunkte, so ist immer $F_1 H_1 = K_2 F_2$ und $F_1 K_1 = H_2 F_2$, daher auch immer $K_1 K_2 = H_1 H_2$. Es liegen die Punkte also symmetrisch so, dass die Strecken $H_1 K_2$, $H_2 K_1$ und $F_2 F_1$ ein und denselben Halbirungspunkt besitzen. Für den Fall, dass erstes und letztes Medium denselben Brechungsquotienten besitzen, fallen die Knotenpunkte mit den Hauptpunkten zusammen und die Abstände der Brennpunkte von den Hauptpunkten werden einander gleich, wie dies bei einer Linse bisher vorausgesetzt wurde.

Die Figur 126 zeigt nun auch, wie man die oben mitgetheilte Eigenschaft der Knotenpunkte zur Construction der conjugirten Punkte des ersten und letzten Mediums verwerthen kann. Man zieht entweder die Axenparallele AP' nebst $P'F_2$ einerseits und AK_1 nebst der Parallelen $K_2 B$ andererseits, oder man zieht $AF_1 Q$ nebst der Axenparallelen QB einerseits und AK_1 nebst der Parallelen $K_2 B$ andererseits. Das Linienpaar AK_1 und $K_2 B$ tritt also hier an die Stelle des Hauptstrahls.

Combinirte Linsen. Nach den in §. 28 abgeleiteten Formeln kann man auch die Lage der conjugirten Punkte für mehr als drei durch sphärische Flächen getrennte Medien bestimmen, indem man aus der 35

Lage jedes Strahlencentrums die des nächsten berechnet. So kann z. B. eine Combination zweier getrennt stehender Linsen als ein System von 5 Medien aufgefasst werden, in welchen das I., III. und V. Medium Luft, das II. und IV. die Glassubstanzen der Linsen sind. Erlaubt man sich auch hier, die Dicke der Linsen zu vernachlässigen, so kann man die Rechnung in der Weise vereinfachen, dass man zu einem Punkte vor der ersten Linse direct mittelst der Formeln 3) oder 5) des §. 29 den conjugirten Punkt hinter der ersten Linse rechnet und nun diesen als vor der zweiten Linse stehendes Object betrachtet, zu dem der conjugirte Punkt hinter der zweiten Linse zu suchen ist.

Es werde bezeichnet:

mit f_1 die Brennweite der ersten Linse,
„ f_2 „ „ „ zweiten Linse,
„ F „ „ „ combinirten Linse,
„ D der Abstand der beiden Linsen,
„ a_1 „ „ eines Punktes vor der ersten Linse,
„ b_1 „ „ des conjugirten Punktes hinter der ersten Linse,
„ b_2 „ „ „ „ „ „ „ zweiten „

so gilt zunächst für die erste Linse:

$$\frac{1}{b_1} = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{a_1} \text{ oder } b_1 = \frac{a_1 f_1}{a_1 - f_1}.$$

Der Punkt b_1 liegt nun um $D - b_1$ vor der zweiten Linse (sollte die Differenz $D - b_1$ negativ ausfallen, in einem Abstand hinter der Linse, der als negativer Abstand vor der Linse in Rechnung geht). Mithin ist für die zweite Linse:

$$\frac{1}{b_2} = \frac{1}{f_2} - \frac{1}{D - \frac{a_1 f_1}{a_1 - f_1}} = \frac{1}{f_2} + \frac{1 - \frac{f_1}{a_1}}{f_1 - D\left(1 - \frac{f_1}{a_1}\right)}.$$

Um die Brennweite zu erhalten, denken wir uns nun $a_1 = \infty$ werden, wodurch $\frac{1}{b_2}$ in $\frac{1}{F}$ übergeht. Wir erhalten dann:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_1 - D}.$$

Liegen die Linsen dicht an einander, so wird $D = o$ und

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_1}$$

oder

$$F = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}.$$

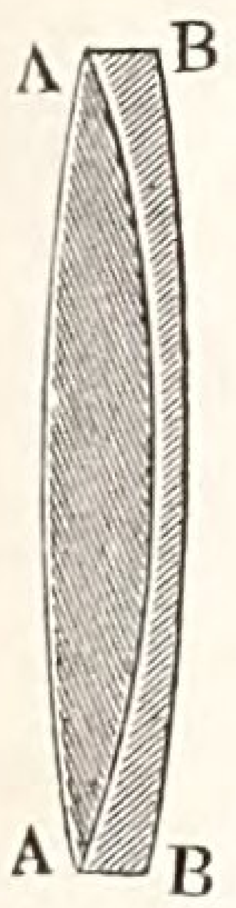
Hätten z. B. beide Linsen die gleiche positive Brennweite f, so wird

$$F = \frac{f^2}{2f} = \frac{f}{2}.$$

Die doppelte Linse hat also die halbe Brennweite.

Wäre die eine Linse concav, die andere convex, so wäre die Brennweite der letzteren negativ zu nehmen. Verbinden wir z. B. in der Weise, wie Fig. 127 zeigt, eine Convexlinse von 15 cm Brennweite mit einer Concavlinse von 25 cm Zerstreuungsweite, so ist $f_1 = 15$, $f_2 = -25$, also

Fig. 127.



$$\frac{1}{F} = \frac{1}{15} - \frac{1}{25} = \frac{10}{375}$$

$$F = 37{\cdot}5 \text{ cm}.$$

Diese Beziehung kann auch umgekehrt dazu benutzt werden, die Zerstreuungsweite einer Concavlinse zu bestimmen, indem man sie mit einer Sammellinse bekannter (grösserer) Brennweite verbindet und die Brennweite der Combination ermittelt.

Die abgeleitete Formel für eine Combination zweier Linsen lässt sich nun leicht auf eine beliebige Anzahl von Linsen erweitern. Handelt es sich aber darum, für ein System beliebig vieler durch sphärische Flächen getrennter Medien die conjugirten Punkte zu ermitteln, ohne dass es angeht, die Abstände derselben zu vernachlässigen, so kann man entweder, wie wir dies im §. 28 gezeigt haben, von Medium zu Medium fortschreitend die Lage jedes folgenden Strahlencentrums aus dem vorherigen berechnen, oder man kann sich auch hier der Hauptpunkte, eventuell auch der Knotenpunkte des ganzen Systems bedienen. Es lässt sich nämlich zeigen, dass jedes centrirte System sphärischer Flächen im Allgemeinen zwei Haupt- und zwei Knotenpunkte besitzt, welche für den Fall eines gleichen Brechungsquotienten des ersten und letzten Mediums in die zwei Hauptpunkte zusammenfallen, und dass diese Punkte für das ganze System ganz dieselbe Bedeutung besitzen, wie für eine einzelne Linse.

Liegen für ein Linsensystem die Cardinalpunkte ganz in derselben Anordnung wie für eine gegebene einzelne Linse, so sagt man, dieselbe sei dem Linsensystem äquivalent. Damit ist aber noch nicht gesagt, dass sie das System in jeder Beziehung ersetzen könne.

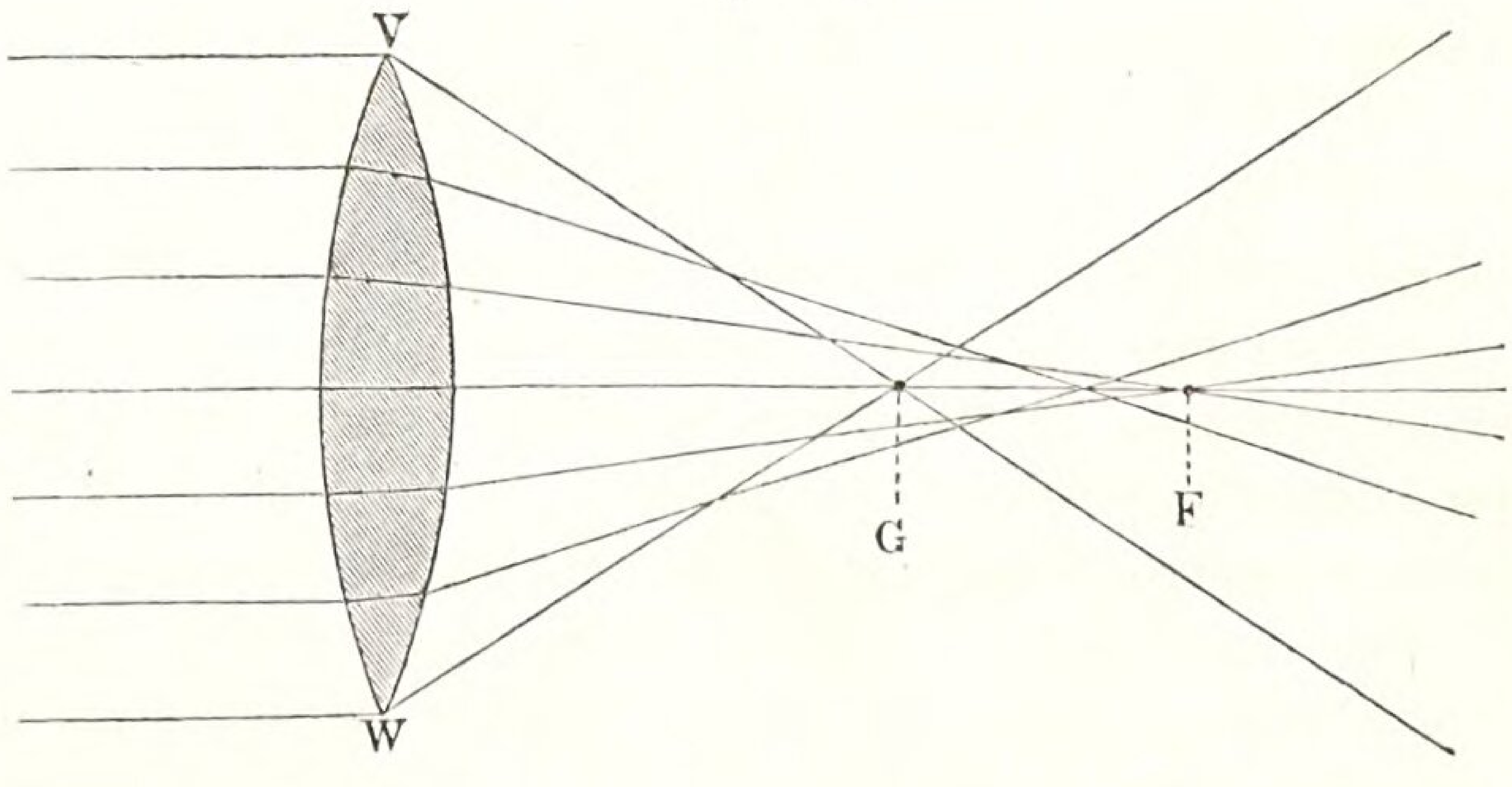
Hierüber werden wir im folgenden Paragraphen einigen Aufschluss erhalten.

Die sphärische Aberration. Bei allen Rechnungen über den Gang der Lichtstrahlen durch sphärisch begrenzte Medien haben wir von Gleichung 1) §. 28 angefangen bis jetzt die Annahme gemacht, dass 36

die Strahlen sehr nahe der Axe liegen, weil nur solche Strahlen annähernd in Einem Punkte der folgenden Medien sich vereinigen, nachdem sie von Einem Punkte eines vorhergehenden Mediums ausgegangen sind. Die nahe dem Rande der Linse auffallenden sogenannten Randstrahlen haben daher im Allgemeinen einen um so mehr abweichenden Vereinigungspunkt, je grösser die Oeffnung der Linse ist. Man versteht dabei unter Oeffnung einer Linse den Winkel, den zwei vom Linsenbrennpunkt an die Enden eines Durchmessers der Linse gezogene Gerade mit einander einschliessen. Um diese Oeffnung zu verkleinern, wird entweder der natürliche Rand der Linse abgeschliffen, oder der durchsichtige Theil mittelst einer Blendung künstlich verkleinert. Blendungen oder Diaphragmen sind Schirme mit kreisförmigen Oeffnungen, welche die Randstrahlen abhalten.

Fig. 128 erläutert, wie der Brennpunkt axenparalleler Strahlen, die nahe der Axe liegen, in F, der Brennpunkt der äussersten Randstrahlen

Fig. 128.



in G zu Stande kommt. Der Abstand FG heisst die sphärische Längenabweichung oder Aberration. Die Rechnung, auf die wir hier nicht eingehen können, ergiebt das Resultat, dass bei allen Linsen, mit Ausnahme der convexconcaven, die Vereinigungsweite der Randstrahlen immer kleiner als die der centralen Strahlen sei, dass bei den convexconcaven Linsen je nach dem Abstande des leuchtenden Punktes bald die centralen, bald die Randstrahlen näher der Linse sich vereinigen und es demnach einen bestimmten Abstand geben müsse, bei welchem alle Strahlen in einem Punkte zusammenfallen, also die Aberration fehlt. Man sagt dann, die Linse sei für diese Distanz aplanatisch.

Die sphärische Aberration hat zur Folge, dass die Bilder von Objecten mehr oder weniger undeutlich werden. Man kann hierüber folgende Versuche machen. Man entwerfe mittelst einer stark gekrümmten Linse grosser Oeffnung ein reelles Bild eines leuchtenden Gegenstandes auf einem weissen Schirme. Das Bild wird undeutlich begrenzt sein. Nun bedecke man durch eine Blendung den Rand der Linse, das Bild gewinnt an Deutlichkeit, verliert aber an Helligkeit. Je kleiner die Oeffnung

wird, die man durch die Blendung frei lässt, desto mehr nehmen diese Wirkungen zu. Lässt man hingegen den Rand frei und bedeckt die Mitte der Linse durch eine kreisförmige Scheibe, so wird das Bild ebenfalls deutlicher, jedoch muss der Schirm verstellt, in der Regel genähert werden.

Durch eine passende Combination von Linsen, welche wenigstens aus einer Sammel- und einer Zerstreuungslinse bestehen muss, lässt sich die Aberration vermeiden. Ein solches Linsensystem heisst ein aplanatisches. Annähernd erreicht man denselben Zweck dadurch, dass man eine Linse geringerer Brennweite durch zwei oder drei Linsen grösserer Brennweite ersetzt, welche in einiger Entfernung von einander stehen. Die grössere Brennweite bewirkt, dass bei gleichem Durchmesser die Oeffnung, also auch die Aberration, geringer ist. Ueberdies treffen nach dem Durchgange durch die erste Linse die Strahlen auf die zweite (und eventuell die dritte) Linse so nahe der Axe auf, dass die Aberration derselben kaum mehr merklich wird. Da man dann nicht nöthig hat, einen grossen Theil der Linsen durch Blendungen zu bedecken, so gewinnt man Lichtstärke ohne Beeinträchtigung der Deutlichkeit der Bilder.

Die sphärische Aberration stark gekrümmter Linsen giebt in ähnlicher Weise, wie bei den Hohlspiegeln, Veranlassung zur Bildung von Brennlinien und Brennflächen, welche Diakaustiken genannt werden, zum Unterschiede von den Katakaustiken, die durch Reflexion entstehen.

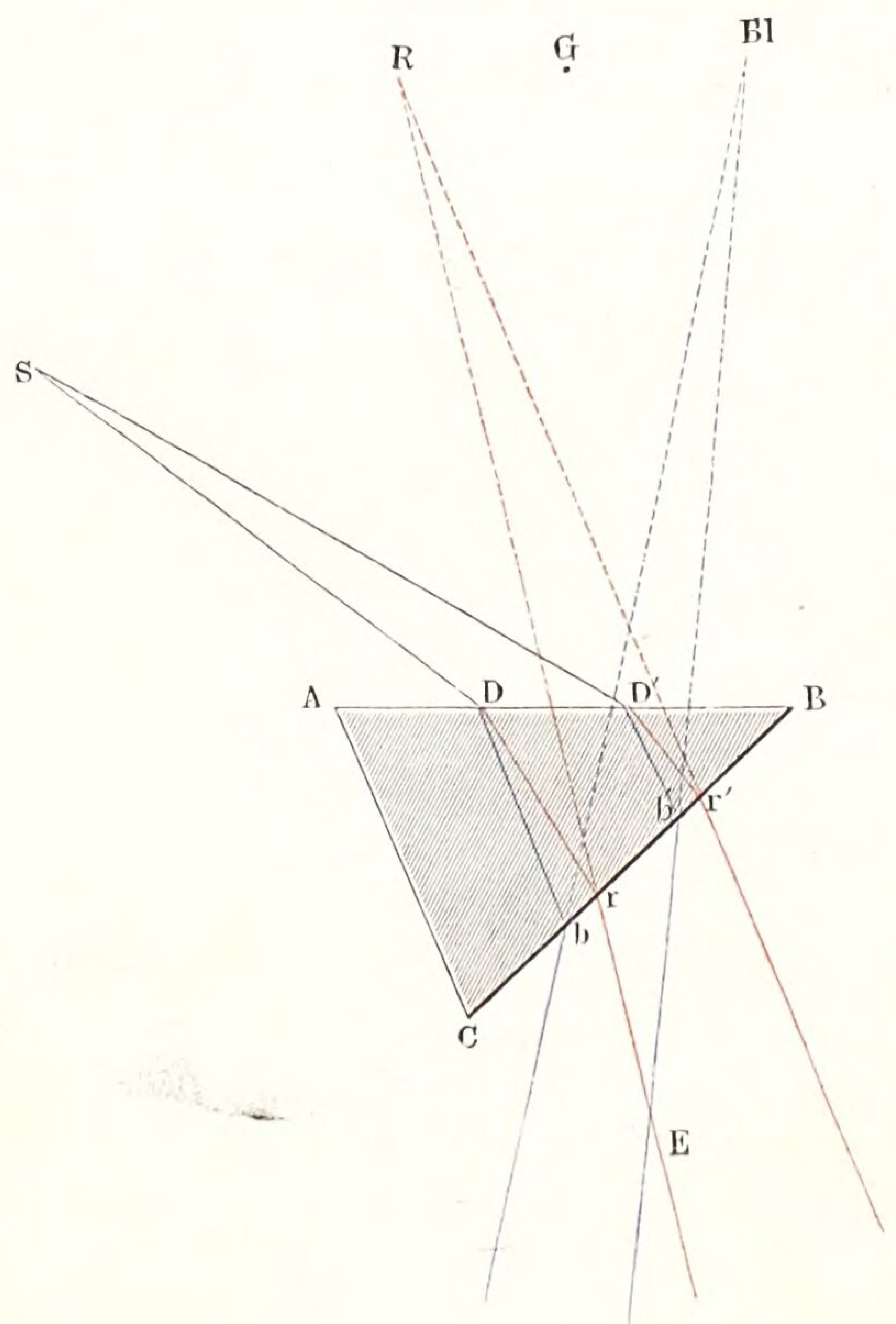
Ausser der sphärischen Aberration zeigen die einfachen Linsen noch eine sogenannte chromatische Aberration, auf welche wir später zu sprechen kommen.

Viertes Capitel.

Prismatische Farbenzerstreuung.

37 **Brechungsquotient verschiedenfarbigen Lichtes, Zerlegung des weissen Lichtes, Sonnenspectrum.** Im vorigen Capitel haben wir immer nur von Einem Brechungsquotienten für jede Combination zweier Medien gesprochen. Es ist leicht zu zeigen, dass dies nur so lange angeht, als man mit Einfarbigem Lichte experimentirt. Wiederholt man z. B. den Seite 83 (Fig. 95) beschriebenen Versuch, statt mit der gelb gefärbten kochsalzhaltigen Weingeistflamme mit einer durch Lithionsalz rothgefärbten oder mit einer durch Indiumsalz blaugefärbten Flamme, so erhält man jedesmal ein anderes virtuelles Bild. Fig. 129 giebt eine Uebersicht des so abgeänderten Versuches. Gehen von S zwei Strahlen aus, die rothem Lichte angehören, so nehmen sie innerhalb des Prismas

Fig. 129.



und nach Austritt aus demselben die Wege der roth gezogenen Linien, das zugehörige virtuelle Bild entsteht in *R*. Gehen von *S* statt dessen zwei blaue Strahlen aus, so schlagen sie die Wege der blauen Linien ein. Das zugehörige Bild entsteht in *Bl*, während bei Anwendung des gelben Lichtes das Bild etwa in *G* stand. Es durchschneiden sich also nur alle gleichfarbigen von *S* ausgehenden Strahlen nach dem Durchgange rückwärts verlängert (nahe) in ein und demselben Punkte, so dass es also bei rothem Lichte scheint, als gingen die Strahlen von *R*, bei blauem Lichte, als gingen sie von *Bl* aus. Ein nahe am Prisma innerhalb des Raumes *r b' E* befindliches Auge erblickt demnach bei rothem Lichte ein virtuelles Bild in *R*, bei blauem Lichte in *Bl*.

Da nun aber die Ablenkung des Bildes nur von der Lage des Prismas, seinem Kantenwinkel und dem Brechungsquotienten abhängt, so folgt daraus nothwendig, dass der Brechungsquotient ein und desselben Mediums für verschiedenfarbiges Licht verschieden gross sein müsse.

Unser nächster Versuch besteht nun darin, dass wir gemischt-farbiges Licht anwenden, indem wir z. B. den Docht der Weingeistflamme mit Lithion- und Natronsalz bestreuen.

Wir erhalten dann zwei virtuelle Bilder zugleich, ein rothes und ein gelbes und zwar beide an denselben Stellen, wo sie früher einzeln auftraten.

Dieser Versuch lehrt uns, dass wir auf diese Weise ein aus mehreren Farben gemischtes Licht in seine Bestandtheile zerlegen können. Wir sind berechtigt, anzunehmen, dass dies nicht allein mit einem Farbengemisch möglich sei, das wir künstlich selbst gemischt haben, sondern auch mit solchem, welches von vornherein als ein gemischtes entstanden ist.

Ersetzen wir nun die Weingeistflamme durch eine gewöhnliche Kerzenflamme, so erhalten wir an Stelle getrennter Spaltenbilder eine ununterbrochene Reihe von Spaltenbildern ohne irgend einen Zwischenraum, welche einen zusammenhängenden Streifen, ein sogenanntes „Flammenspectrum“ bilden, dessen Farbe vom wenigst abgelenkten Ende aus durch alle Nuancen der Regenbogenfarben, nämlich durch Roth, Orange, Gelb, Grün, Blau (Indigo) in Violett übergeht. Mit Rücksicht auf die vorausgegangenen Experimente schliessen wir daraus, dass das weisse Licht der Flamme aus unendlich vielen Lichtsorten zusammengesetzt sei, denen eine continuirlich veränderte Reihe von Farbenabstufungen und eine ebenso continuirliche Reihe von Werthen der Brechungsquotienten zukommt.

Insofern wir diese unendliche Menge von Farbenabstufungen mit Rücksicht auf ihren physiologischen Effect in sechs oder sieben Hauptgruppen eintheilen, deren gegenseitige Gränzen aber nicht scharf bestimmbar sind, können wir sagen, dass im weissen Lichte glühender Körper (nicht allgemein in jedem Licht, das wir weiss nennen) sechs oder sieben Hauptfarben enthalten seien. Wir kommen auf die physiologische Bedeutung

der Farben später zurück; hier bemerken wir nur, dass demnach unter „Roth“ oder „Grün“ durchaus nicht je eine einzige homogene Lichtsorte, sondern eine continuirliche Reihe von Lichtsorten zu verstehen ist, welche im Farbenspectrum eine gewisse Strecke einnehmen. Homogenes Licht enthält dagegen nur Eine Lichtsorte und nimmt im Spectrum streng genommen nur den Raum einer Linie von verschwindender Breite ein.

Die durch die Brechung erfolgte Zerlegung des Lichtes in seine farbigen Bestandtheile wird Farbenzerstreuung oder Dispersion genannt.

Das nach der Methode der Figur 129 dem Auge sichtbar gemachte Spectrum lässt sich nicht ohne Weiteres auf einem Schirm auffangen oder, wie man sagt, objectiv darstellen, weil es nur ein virtuelles Bild ist.

Stellt man den divergirenden Strahlen, welche das Prisma verlassen, einen Schirm entgegen, so fallen dort begreiflicher Weise die Farben vielfach über einander und geben nur ein verworrenes Bild der Erscheinung. Das Uebereinanderfallen der einzelnen Farben wird in um so ausgedehnterer Weise stattfinden, je divergirender von vornherein die Strahlen auf das Prisma treffen. Lässt man nun directes Sonnenlicht durch eine kleine runde Oeffnung auf das Prisma fallen, so divergiren die Strahlen, wenn sie das Prisma treffen, nach §. 3 nur um ungefähr $\frac{1}{2}$ Grad. Deshalb konnte Newton auf diese Weise schon ein für die ersten Versuche genügendes Sonnenspectrum erhalten, indem er, wie Fig. 130 darstellt, ein Bündel Sonnenstrahlen von kreisförmigem Querschnitt auf das Prisma fallen liess und die Reihe farbiger zum grössten Theil sich deckender Zerstreuungskreise, welche das Spectrum RV bilden, auf einem Schirm auffing.

Etwas reiner, aber lichtschwächer, erhält man das Sonnenspectrum, indem man nach Wollaston statt der runden Oeffnung eine Spalte anwendet und durch Abblendung der Randstrahlen die Divergenz der auf das Prisma fallenden Strahlen vermindert. Fig. 131 zeigt eine solche Anordnung. Die von der Spalte ausgehenden unter $\frac{1}{2}$ Grad divergirenden Strahlen fallen auf einen Schirm mit einer zweiten der ersten parallelen Spalte, welche nur den mittleren Theil des Strahlenbündels, also nur Strahlen von wenigen Minuten Divergenz, hindurchlässt.

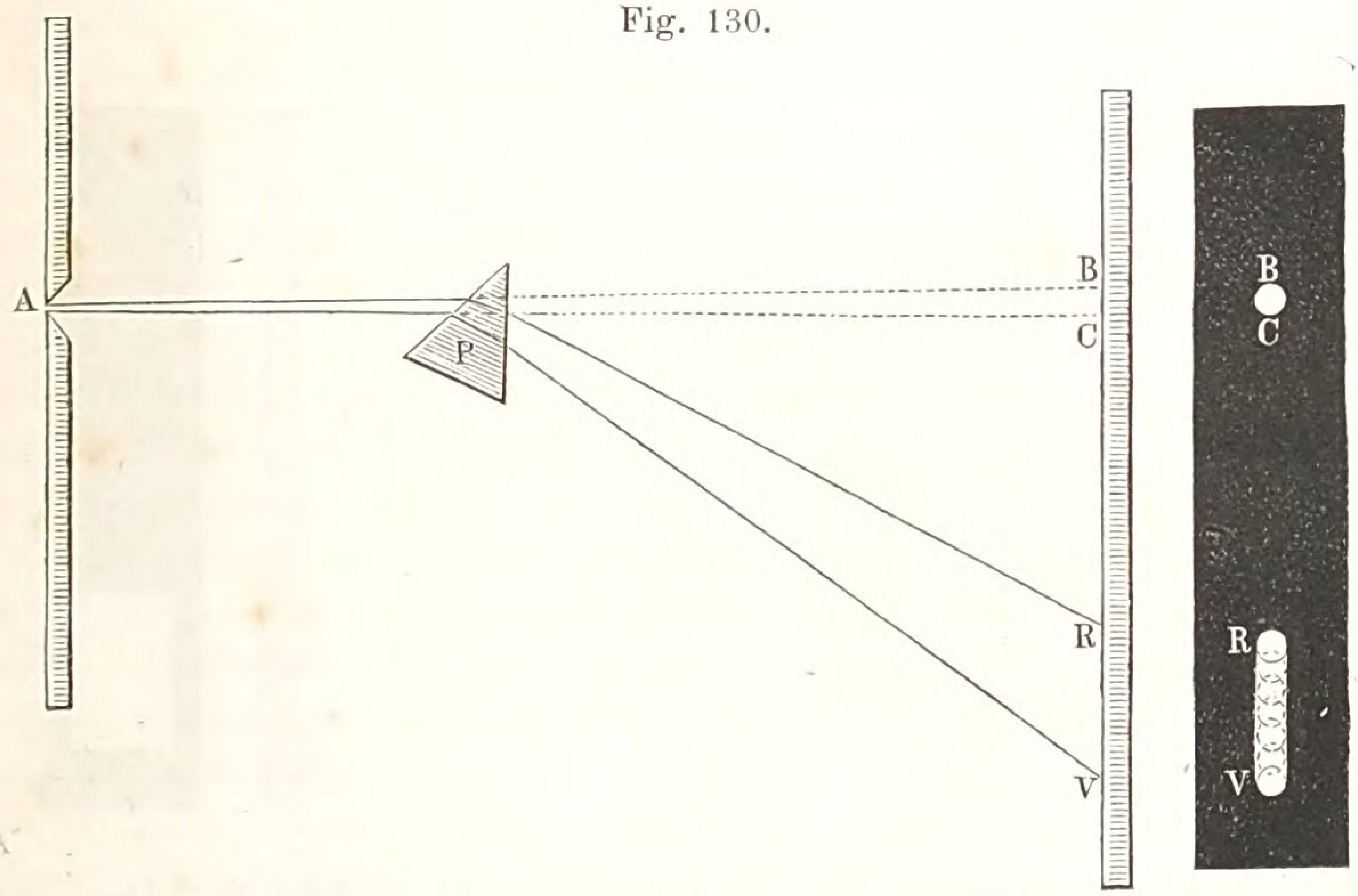
In der Fig. 131 ist die Divergenz der Randstrahlen AB und AC übertrieben gross, der Abstand der Schirme zu klein dargestellt.

Die beste Methode zur Darstellung eines reinen Sonnenspectrums ist jedoch die folgende aus Fig. 132 (a. S. 140) ersichtliche.

Durch den schmalen, in seiner Breite regulirbaren Spalt A fällt ein keilförmiges Strahlenbündel auf die (achromatische) Convexlinse L, welche im Abstande zwischen der einfachen und doppelten Brennweite von der Spalte steht und demnach auf dem geneigt gestellten Schirme bei B ein scharfes Bild der Spalte entwirft. In die Richtung der durch die Linse zur Convergenz gebrachten Lichtstrahlen wird nun das Prisma

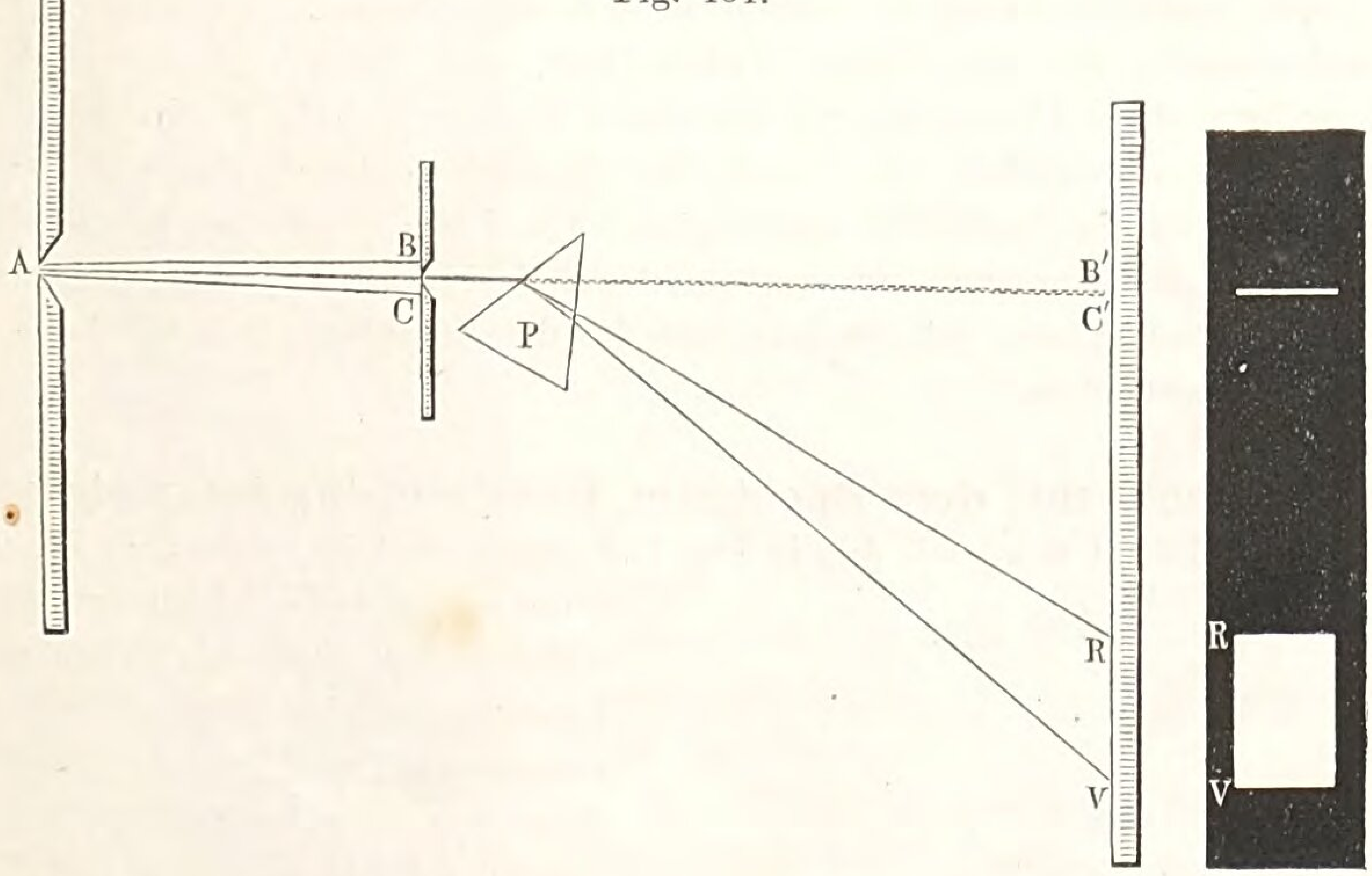
mit der Kante parallel zur Spalte in der Regel so gestellt, dass die Ablenkung am kleinsten ist.

Fig. 130.



Hierauf hat man nur noch den Schirm aus der frühern Lage in eine neue (in der Figur nicht gezeichnete) Lage zu bringen, in welcher er

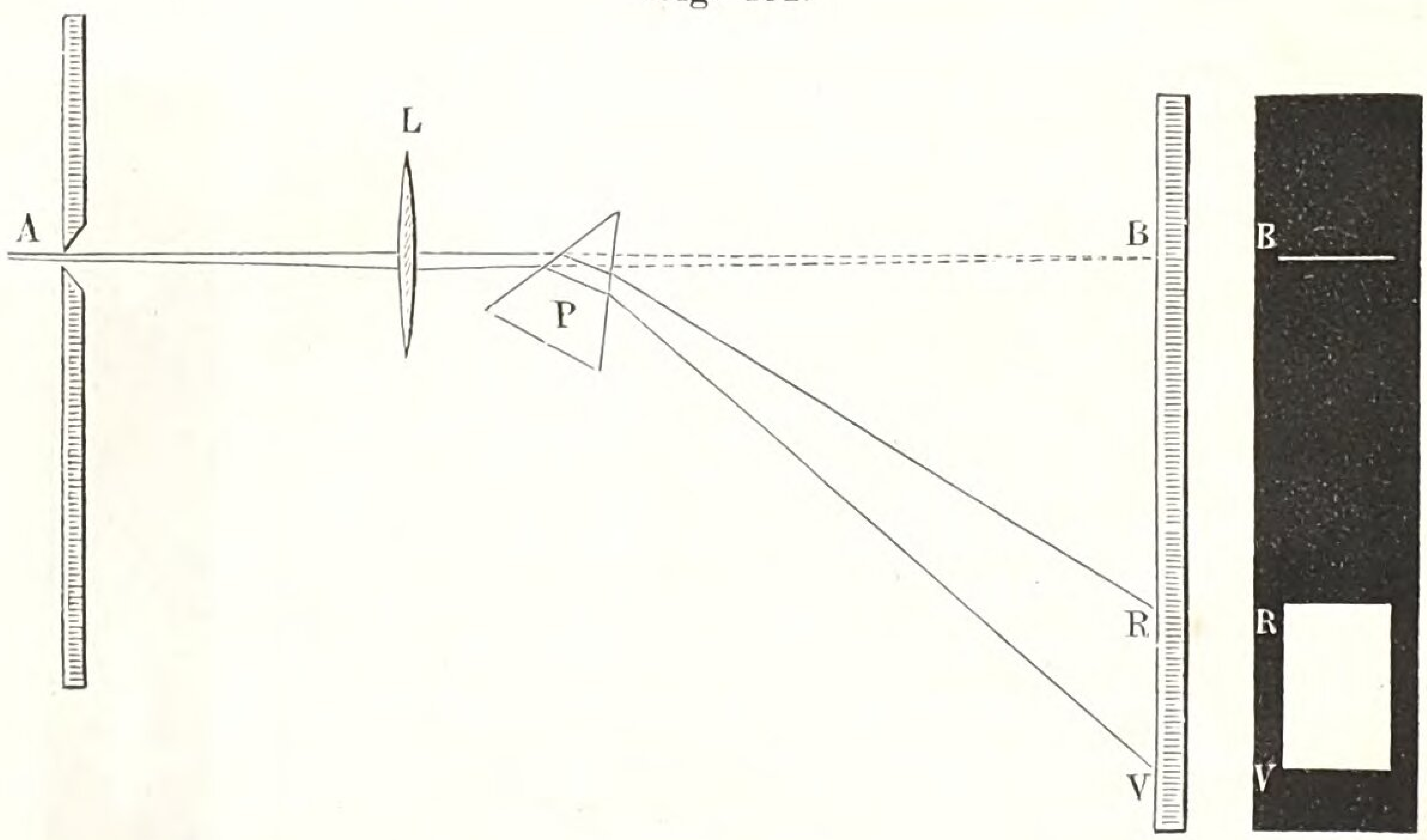
Fig. 131.



von den abgelenkten Strahlen nahe senkrecht getroffen wird, und ungefähr soweit absteht, dass die Strahlen gleich langen Weg haben, wie früher.

Der Vortheil in der Anwendung der Linse besteht darin, dass an Stelle der durch das Prisma allein erzeugten virtuellen, nicht auf einem

Fig. 132.

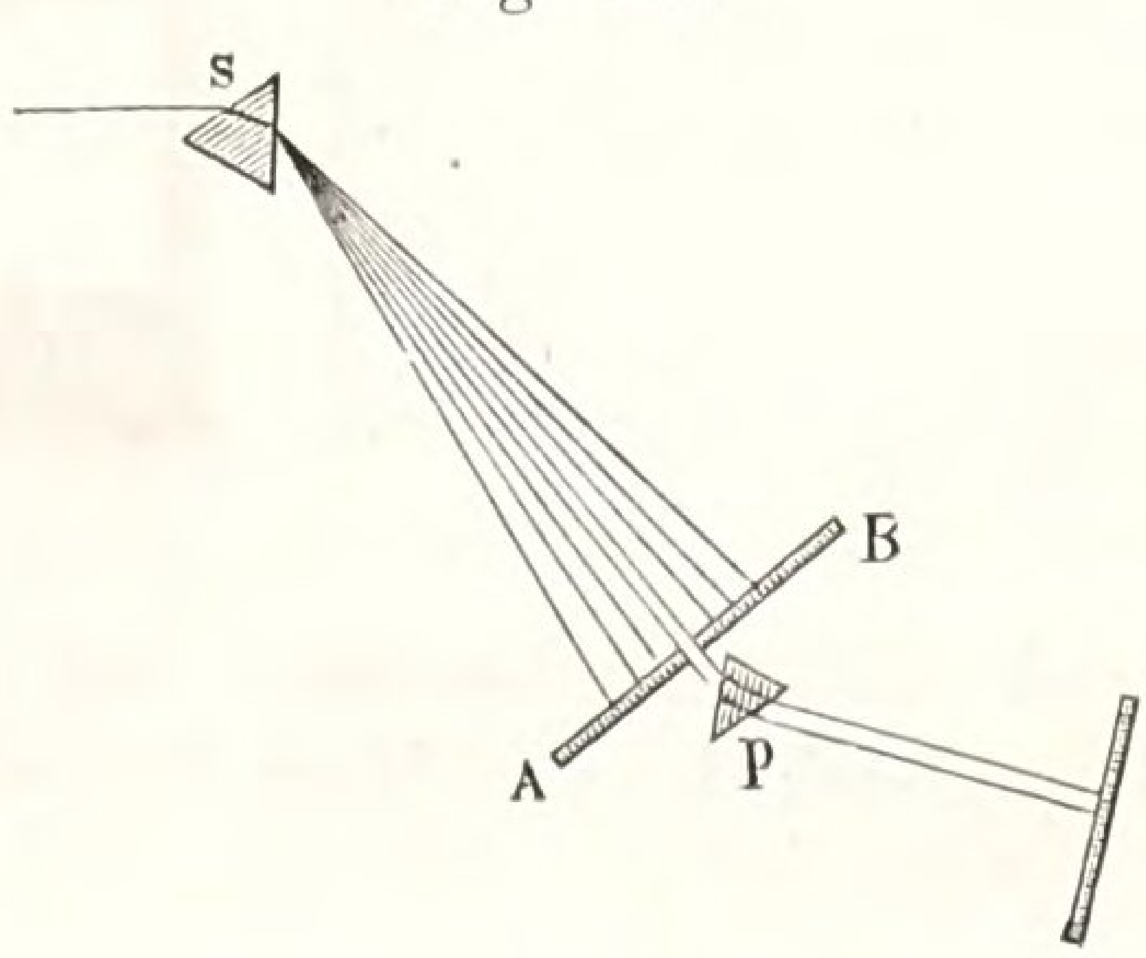


Schirm auffangbaren Bilder der Spalte nun reelle Bilder derselben auf dem Schirme entstehen. Jeder im weissen Sonnenlicht enthaltenen Farbe entspricht ein anderes Bild der Spalte. Die sämmtlichen Bilder vom ersten rothen angefangen bis zum letzten violetten liegen aneinander und bilden so das Spectrum *R V*.

Man kann aber auch so verfahren, dass man zuerst das divergirende Strahlenbündel auf das Prisma fallen lässt, und dann erst durch die Convexlinse diese Divergenz der einzelnen Farbenstrahlen in eine solche Convergenz verwandelt, dass sich die Strahlen jeder Farbe auf dem Schirme zu ihrem Spaltbilde vereinigen. Die Linse darf also in diesem Falle nicht die Divergenz der verschiedenen farbigen Strahlen, welche in der Regel viel grösser ist, sondern nur die der Strahlen ein und derselben Farbe aufheben.

38 **Versuche mit dem Spectrum, Rückbildung des weissen Lichtes.** Fängt man, wie dies in Fig. 133 angedeutet ist, ein reines Spectrum mittelst eines Schirmes auf, welcher mit einer der Prismenkante parallelen feinen Spalte versehen ist, und lässt das durch diese Spalte gehende Strahlenbündel gefärbten Lichtes neuerdings durch ein Prisma hindurchgehen, so erhält man zwar wiederum eine Ablenkung, die um so grösser ist, je mehr die

Fig. 133.



Farbe dem violetten Ende sich nähert, aber es erfolgt keine merkliche weitere Dispersion, d. h. es treten keine weiteren Farben auf. Nur insofern die durch die zweite Spalte gegangenen Strahlen nicht streng genommen alle ganz dieselbe Farbe besitzen, da die Breite der Spalte nicht verschwindend klein gemacht werden kann, ist eine Vergrösserung der Divergenz dieser Strahlen möglich. Es zeigt dieser Versuch insbesondere, dass die im Spectrum vorkommenden Farben Orange und Grün nicht Mischfarben sind, hervorgebracht durch theilweise Ueberdeckung von Roth und Gelb, von Gelb und Blau, sondern dass dieses Orange und dieses Grün ebenso einfach und homogen sind, wie die übrigen Farben des Spectrums. Damit soll aber keineswegs ausgesprochen sein, dass jede Farbe, die uns Orange oder Grün erscheint, einfach oder homogen sei.

Wenn man ein horizontales, etwa auf einem Papierschirm aufgefangenes Spectrum *A V*, Fig. 134, durch ein Prisma betrachtet, dessen brechende Kante gleichfalls horizontal steht, so wird es als ein schräg stehendes Spectrum *R S* erscheinen, welches bei *R* sein rothes, bei *S* sein violettes Ende hat, und in welchem die Farben genau in derselben Ordnung auf einander folgen, wie in dem ursprünglichen Spectrum *A V*. Dieser Erfolg ist leicht vorauszusehen, wenn man bedenkt, dass das

Fig. 134.

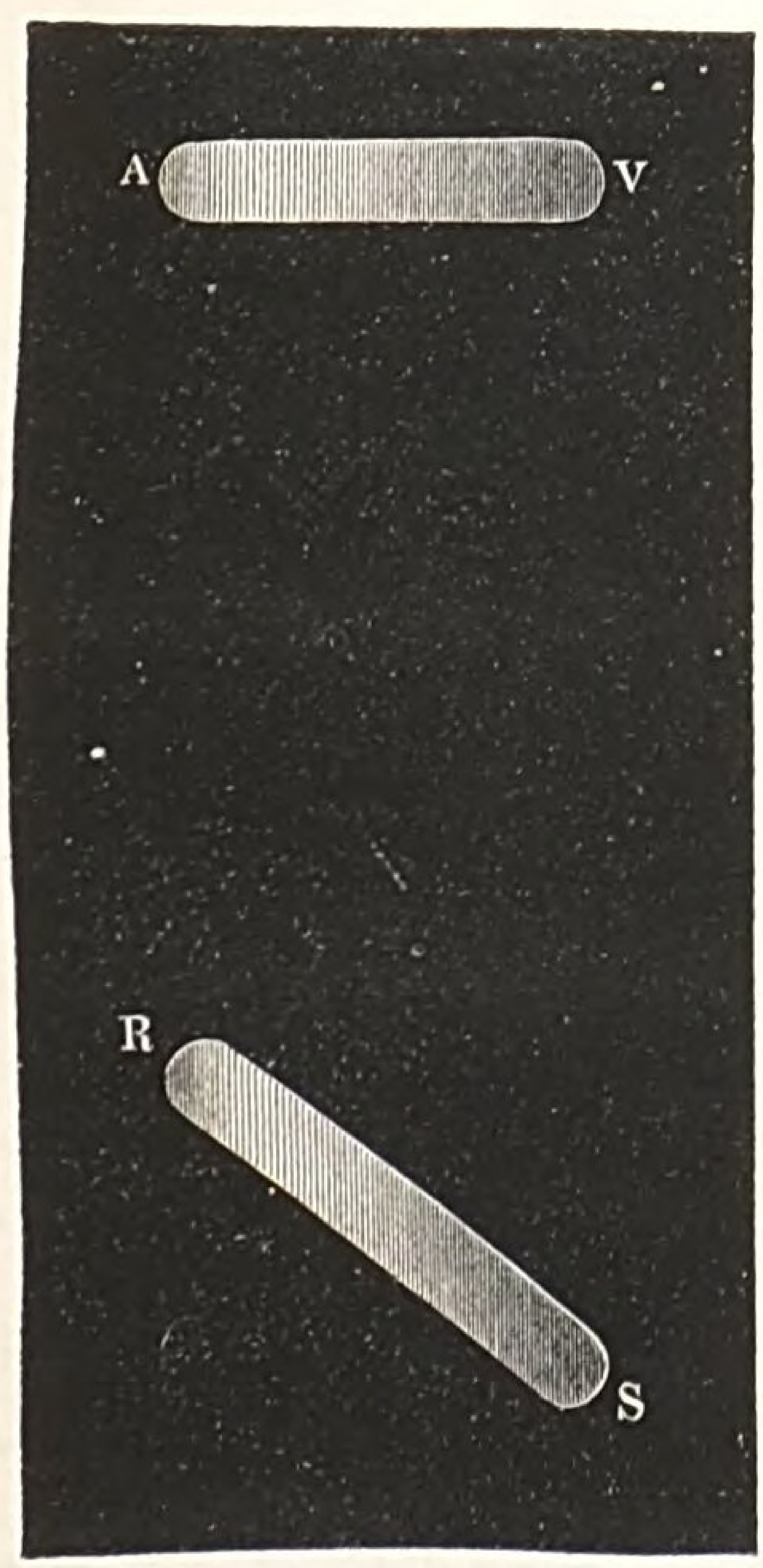
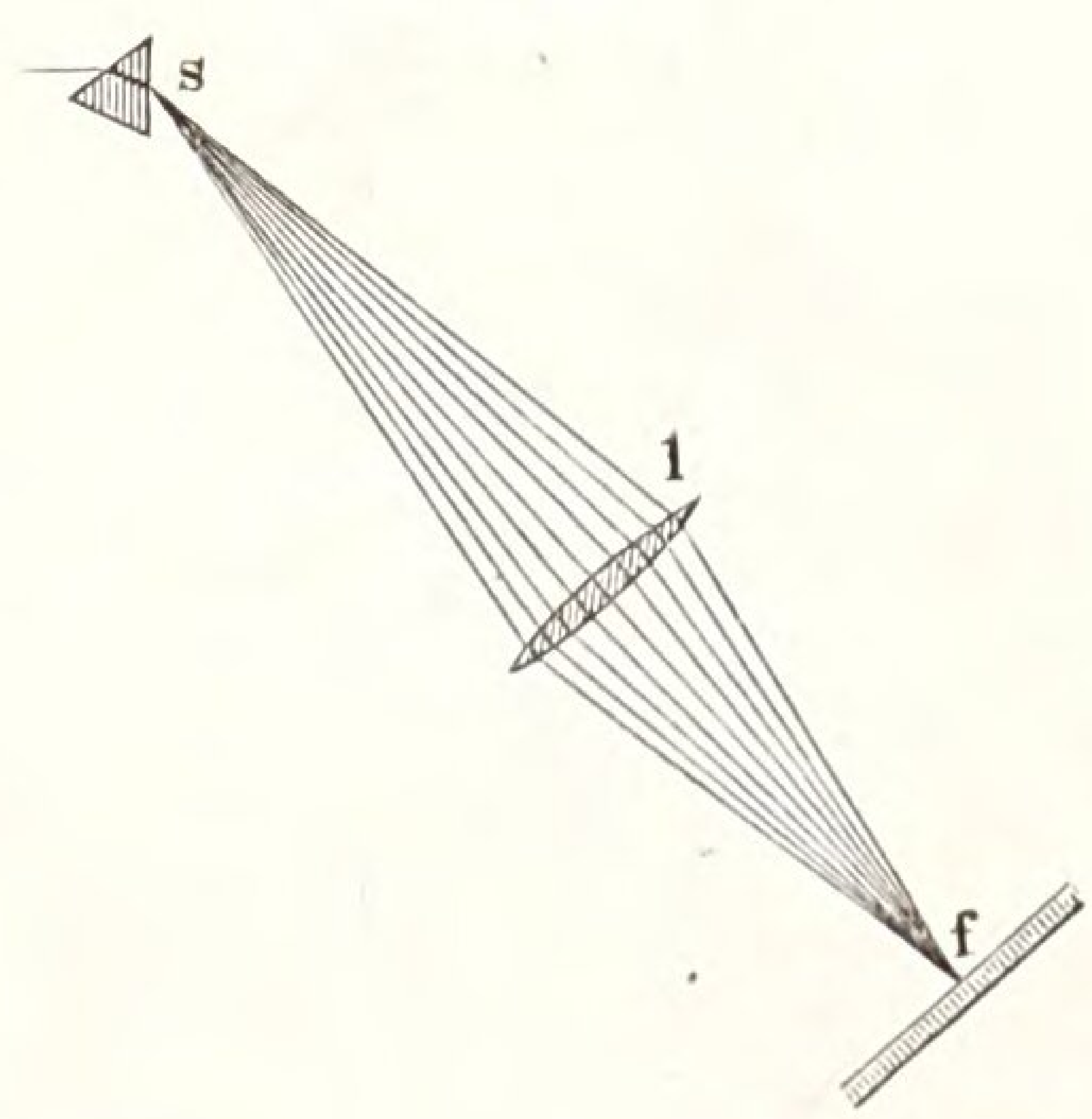


Fig. 135.



zweite Prisma keine weitere Zerlegung der homogenen Farben des Spectrums *A V* bewirken kann, dass es aber die einzelnen Farben um so stärker ablenkt, je brechbarer sie sind.

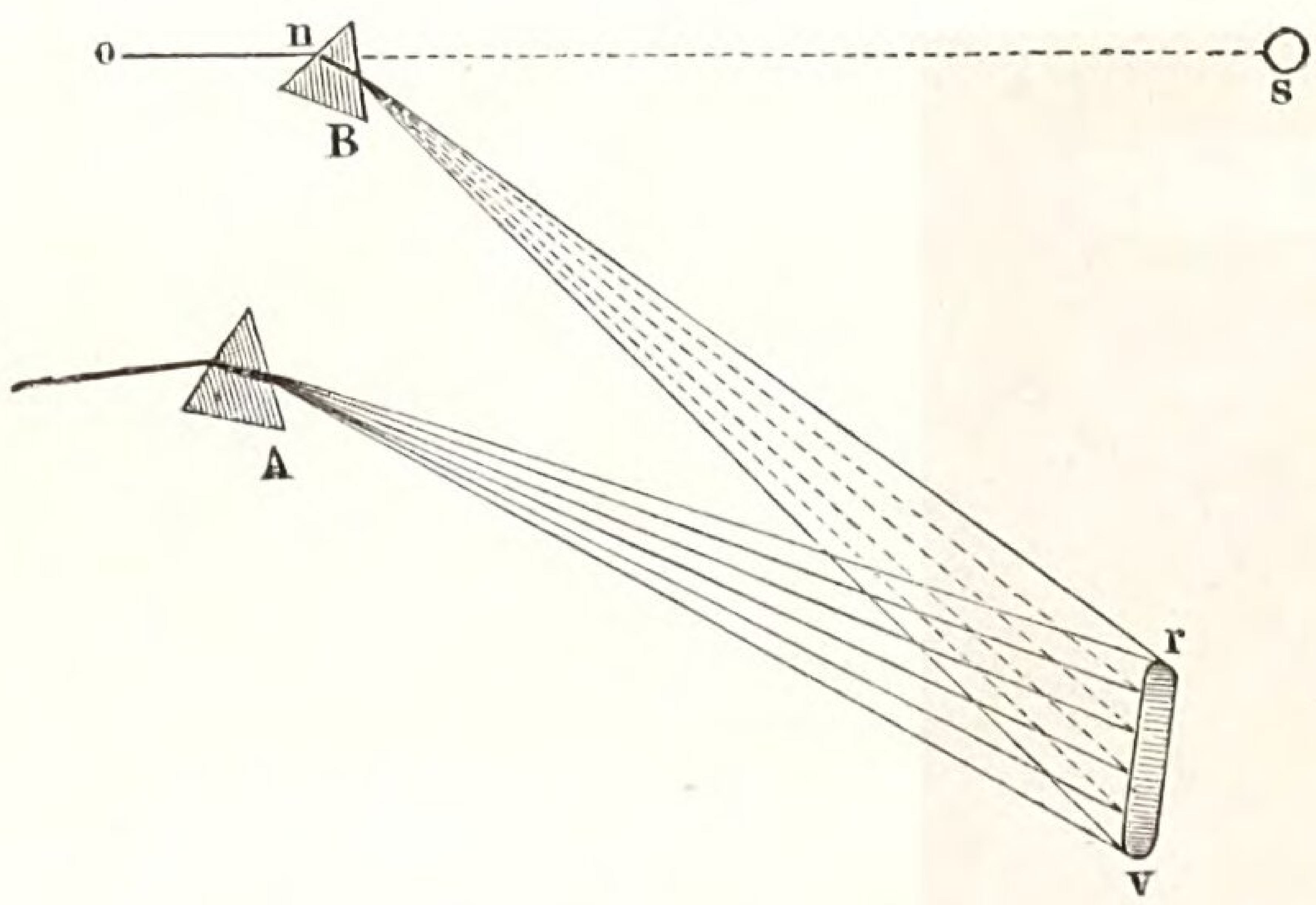
Wenn man die von dem Prisma *s*, Fig. 135, divergirenden, ein Spectrum bildenden Strahlen mit einer Linse *l* auffängt, welche die sämmtlichen verschiedenfarbigen Strahlen in einem Punkte *f* wieder vereinigt, und wenn man hier das Sonnenbild auf einem Papierschirme auffängt, so erscheint es wieder blen-

dend weiss, obgleich verschiedenfarbige Strahlen auf die Linse auffielen. Hält man den Schirm nicht in den Vereinigungspunkt *f*, sondern weiter von der Linse weg, so erhält man wieder ein umgekehrtes Spectrum, ein Beweis, dass sich die verschiedenfarbigen Strahlen in *f* kreuzten.

Hätte man vor dem Prisma *s* einen Schirm aufgestellt, welcher mit einem schmalen verticalen Spalt versehen nur ein schmales Strahlenbündel auf das Prisma fallen lässt, so würde man in *f* auch nur einen schmalen, weissen verticalen Streifen erhalten. Wird aber die ganze vordere Fläche des Prismas *s* von dem einfallenden Strahlenbündel getroffen, so erhält man bei *f* auch ein breiteres weisses Bild der rectangulären Prismenfläche.

Dass die prismatischen Farben zusammen Weiss geben, geht auch aus dem sehr überraschenden, ebenfalls von Newton angegebenen Versuche hervor, dass das lange prismatische Farbenbild, durch ein zweites Prisma gesehen, bei richtiger Stellung desselben wieder als ein vollkommen weisses und nicht in die Breite gezogenes Bild erscheint. In Fig. 136 sei *rv* ein Spectrum, welches, durch das Prisma *A* erzeugt, auf einer weissen Wand aufgefangen ist. Wenn nun ein zweites Prisma *B* so aufgestellt wird, dass es dasselbe Spectrum *rv* an derselben Stelle erzeugen würde, wenn ein Sonnenstrahl in der Richtung *on* darauf fiele, so

Fig. 136.



ist klar, dass auch alle Strahlen, die von dem Spectrum auf dieses Prisma *B* fallen, in der Richtung *no* austreten werden; ein in *o* befindliches Auge muss also in der Richtung *ons* ein weisses Bild des farbigen Spectrums sehen. Die Stellung, die man dem Prisma *B* geben muss, lässt sich leicht durch den Versuch ausmitteln.

Wenn man eine kreisförmige Scheibe in sieben Sectoren theilt und diese mit Farben bemalt, die den prismatischen möglichst ähnlich sind, so erscheint die Scheibe bei rascher Rotation nicht mehr farbig, sondern weisslich; sie würde vollkommen weiss erscheinen, wenn die Sectoren mit den reinen prismatischen Farben bemalt werden könnten, und wenn die Breiten der einzelnen farbigen Sectoren genau in demselben Verhältnisse

zu einander ständen, wie die Breiten der entsprechenden Theile des Spectrums. Eine solche Vorrichtung heisst Farbenkreisel. Um nach demselben Principe mit reinen prismatischen Farben operiren zu können, brachte Münchow das Prisma mit einem Uhrwerke in Verbindung, um es in eine rasche oscillirende Bewegung versetzen zu können. Durch diese Bewegung des Prismas geht nun auch das auf einem Schirme aufgefangene Spectrum rasch hin und her, und da zeigt sich dann statt des farbigen Spectrums ein weisser Lichtstreifen, der nur an den Enden noch etwas farbig erscheint. Das Auge empfängt nämlich von jedem Punkte des Schirmes rasch nach einander die Eindrücke aller einzelnen Farben, die einzelnen Eindrücke vermischen sich und bringen so die Empfindung von Weiss hervor.

Stöhrer hat den Münchow'schen Oscillationsapparat dahin abgeändert, dass er die Oscillation des Prismas nicht durch ein Uhrwerk, sondern durch die Umdrehung eines kleinen Schwungrades bewirkt. Fig. 137 giebt eine perspectivische Ansicht des Münchow-Stöhrer'schen Apparates in $\frac{1}{7}$, Fig. 138 und Fig. 139 geben den geometrischen Grundriss einzelner Theile in $\frac{1}{3}$ der natürlichen Grösse. Durch die Umdrehung des Schwungrades S wird die Axe x, Fig. 138, und

Fig. 137.

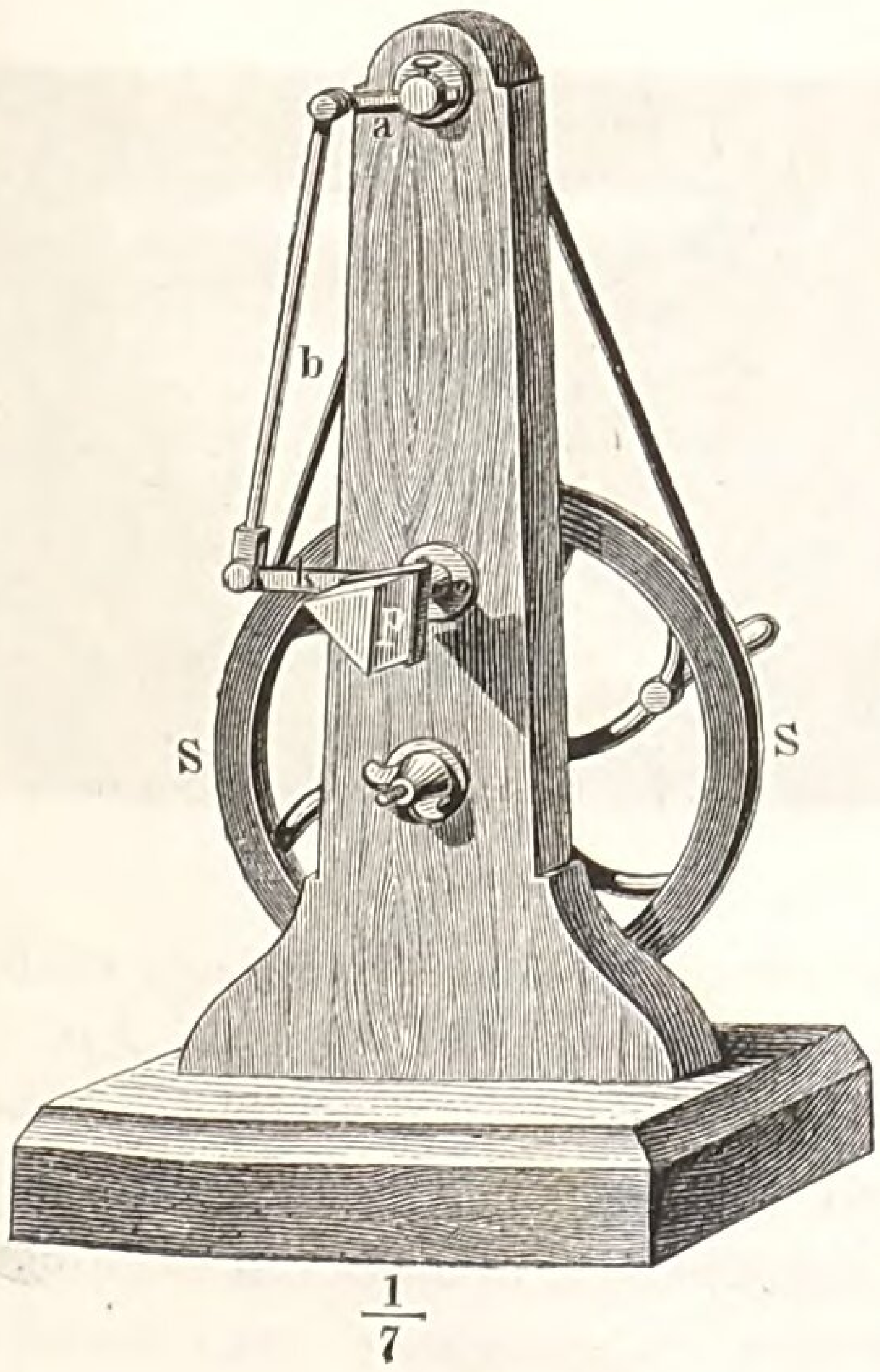


Fig. 138.

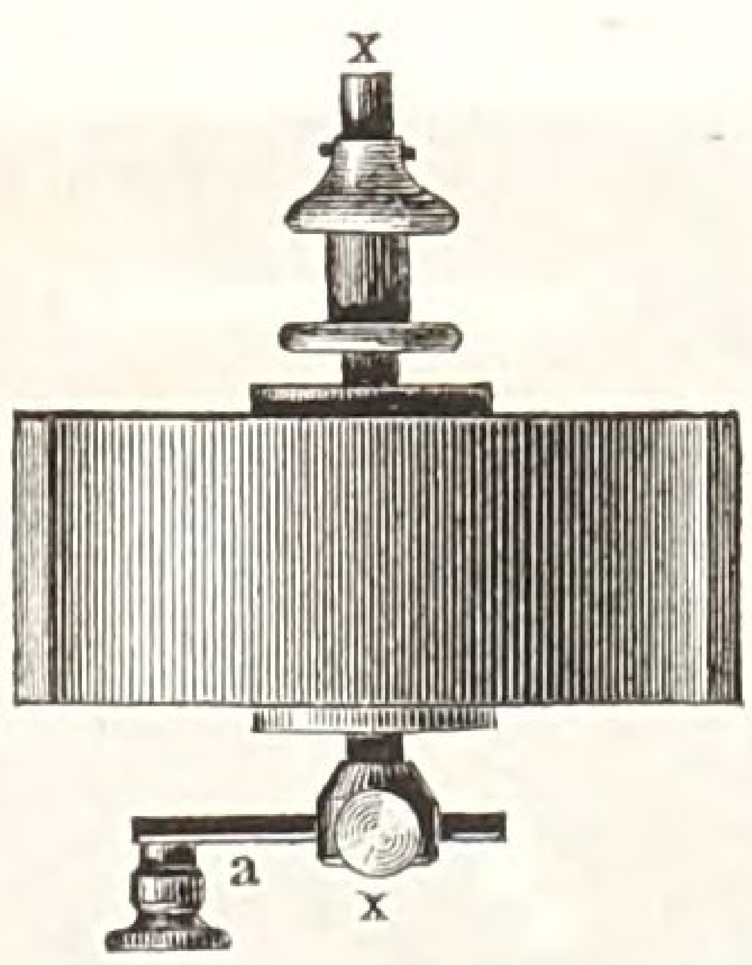
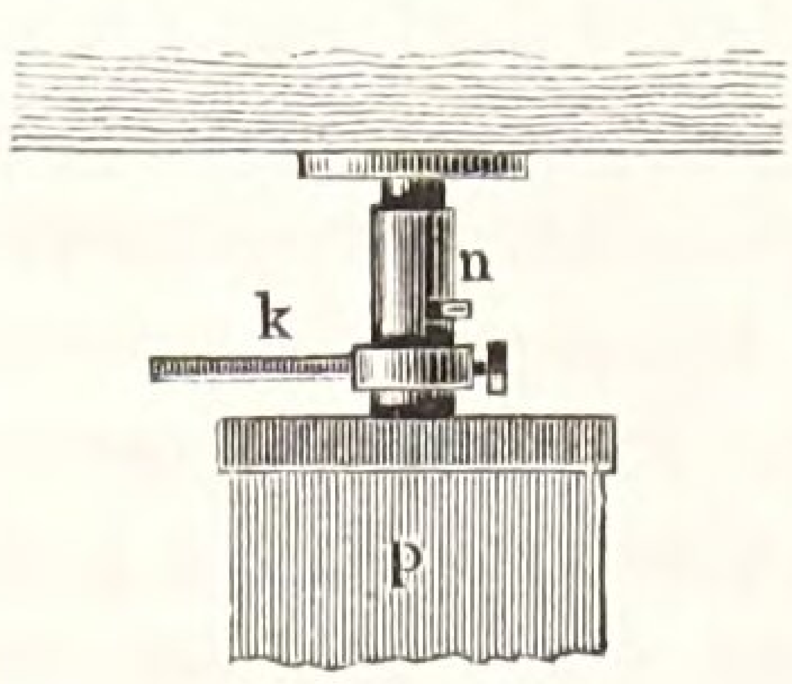


Fig. 139.



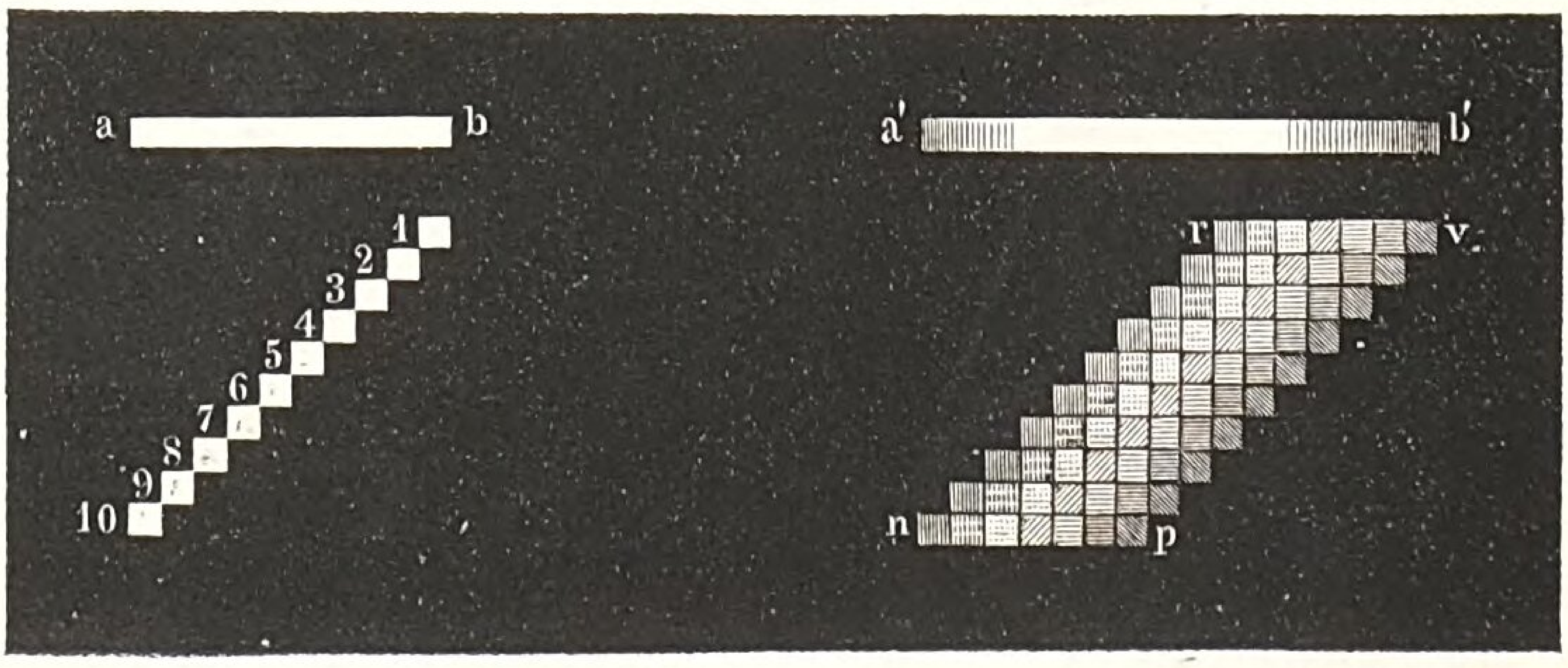
mit ihr die kleine Kurbel a (deren Länge nach Belieben verändert werden kann) in rasche Rotation versetzt. Durch die kreisförmige Bewegung des Kurbelarmes a wird aber mittelst der Pleuelstange b der Hebel k abwechselnd auf- und niederbewegt und auf diese Weise wird der auf einem feststehenden Zapfen aufgeschobenen Hülse n,

Fig. 139, mit welcher der Hebel *k* fest verbunden ist, eine hin- und hergehende, also eine oscillatorische Bewegung ertheilt. An ihrem vorderen Ende trägt aber die Hülse *n* das mit ihr oscillirende Prisma *p*, für welches man am zweckmässigsten ein Flintglasprisma wählt, dessen brechender Winkel 45⁰ ist.

Wenn man einen schmalen weissen Streifen durch ein Prisma betrachtet, dessen brechende Kante parallel ist mit der Längsrichtung des Streifens, so sieht man ein in die Breite gezogenes Farbenbild mit Roth an der einen und Violett an der anderen Seite; betrachtet man aber denselben Streifen *a b*, Fig. 140, durch ein Prisma, dessen brechende Kante rechtwinklig steht auf der Längsrichtung des Streifens, so erscheint er als ein etwas verlängerter Streifen, welcher in der Mitte vollkommen weiss bleibt. Nur an den Enden ist er etwas gefärbt und zwar roth bei *a'*, violett bei *b'*.

Es lässt sich dies leicht erklären. Denken wir uns eine Reihe kleiner weisser Quadrate auf schwarzem Grunde so zusammengestellt, wie es unsere Figur zeigt, so wird jedes derselben, durch ein Prisma betrachtet, ein vollständiges Spectrum bilden. Ist die brechende Kante parallel mit der verticalen Kante der Quadrate, so erscheint das oberste Quadrat als Spectrum in *r v*, und jedes nach unten folgende giebt ein gleiches

Fig. 140.



nur gegen das obere etwas nach links verrücktes Spectrum, wie es unsere Figur zeigt. Das untere weisse Quadrat giebt das Spectrum *n p*.

Denken wir uns nun alle Quadrate vertical in die Höhe geschoben, bis sie mit 1 einen horizontalen Streifen bilden, welcher dem Streifen *a b* gleich ist, so werden nun auch alle die Spectra übereinander geschoben, welche den einzelnen weissen Quadraten entsprechen. Auf das Indigo im Spectrum des ersten Quadrats fällt das Violett aus dem Spectrum des zweiten. Auf das Blau im Spectrum des ersten Quadrats fällt das Indigo aus dem Spectrum des zweiten, und das Violett aus dem Spectrum des dritten u. s. w. In dem mittleren Theile fallen endlich alle Farben auf einander; so fällt z. B. auf das Roth im Spectrum des ersten Quadrats das Orange aus dem Spectrum des zweiten, das Gelb aus dem Spectrum

des dritten, das Grün, Blau, Indigo und Violett aus dem Spectrum des vierten, fünften, sechsten und siebenten Quadrats; hier wie in dem ganzen mittleren Theile des durch Aufeinanderschieben der einzelnen Spectra entstehenden Streifens muss also Weiss gebildet werden, welches, wie man aus dem Anblick der Figur leicht ableiten kann, am einen Ende durch Gelb in Roth, am anderen durch Blau in Violett übergehen muss, welche letztere Farbe aber meist wegen ihrer Lichtschwäche kaum merklich ist.

Was hier von dem weissen Papierstreifen gesagt ist, gilt von jedem weissen Gegenstande von bedeutenderer Ausdehnung, den man durch ein Prisma betrachtet, er erscheint nur an den Rändern gefärbt.

Ein breiter schwarzer Streifen auf weissem Grunde bietet, durch ein Prisma betrachtet, gerade die umgekehrten Erscheinungen dar; das prismatische Bild erscheint nämlich an dem Ende, welches am wenigsten abgelenkt ist, mit einem violetten und blauen Rande, am anderen Ende aber mit einem rothen und gelben. Um diese Umkehrung zu erklären, braucht man nur zu bedenken, dass die Farben nicht von dem schwarzen Streifen selbst, sondern von den weissen Räumen herrühren, die ihn begränzen. Wenn der schwarze Streifen selbst sehr schmal ist, so verschwindet im Bilde das Schwarz in der Mitte vollständig.

Complementäre Farben. Da alle einfachen Farben, im richtigen Verhältnisse (d. h. in dem Verhältnisse, wie es das Spectrum giebt), vereinigt, weisses Licht bilden, so reicht es hin, eine oder mehrere der einfachen Farben zu unterdrücken oder nur ihr Verhältniss zu ändern, um aus Weiss irgend einen Farbenton zu machen. Unterdrückt man z. B. im weissen Lichte das Roth, Orange und Gelb des Spectrums, während alle anderen Farben ungeändert bleiben, so wird man eine blaue Färbung erhalten, der man nur wieder Roth, Orange und Gelb hinzufügen darf, um das Weiss wieder herzustellen. 38

Es lässt sich dies wirklich experimentell ausführen. Wenn man durch einen geeigneten, nahe hinter das Prisma A, Fig. 136 Seite 142, gehaltenen Schirm einen Theil des Spectrums rv auffängt, so wird das Bildchen bei s nicht mehr weiss, sondern gefärbt erscheinen. Fängt man das rothe Ende des Spectrums vom Gelb an auf, so erscheint s blau; es erscheint gelb, wenn man das Blau, Indigo und Violett auffängt.

Die Farben, welche durch den nahe hinter A gehaltenen Schirm aufgefangen werden, bilden mit den in rv, Fig. 136, noch übrig bleibenden zusammen offenbar Weiss. Zwei Farbentöne aber, welche diese Bedingung erfüllen, d. h. welche zusammengenommen Weiss geben, heissen complementäre Farben. Jede Farbe hat auch ihre complementäre, denn wenn sie nicht weiss ist, so fehlen ihr gewisse Strahlen, um Weiss zu bilden, und diese fehlenden Strahlen zusammengenommen machen die complementäre Farbe aus.

Sehr schön lässt sich das Wesen der complementären Farben durch folgenden einfachen Versuch klar machen. Man vereinige nach der durch

Fig. 141.

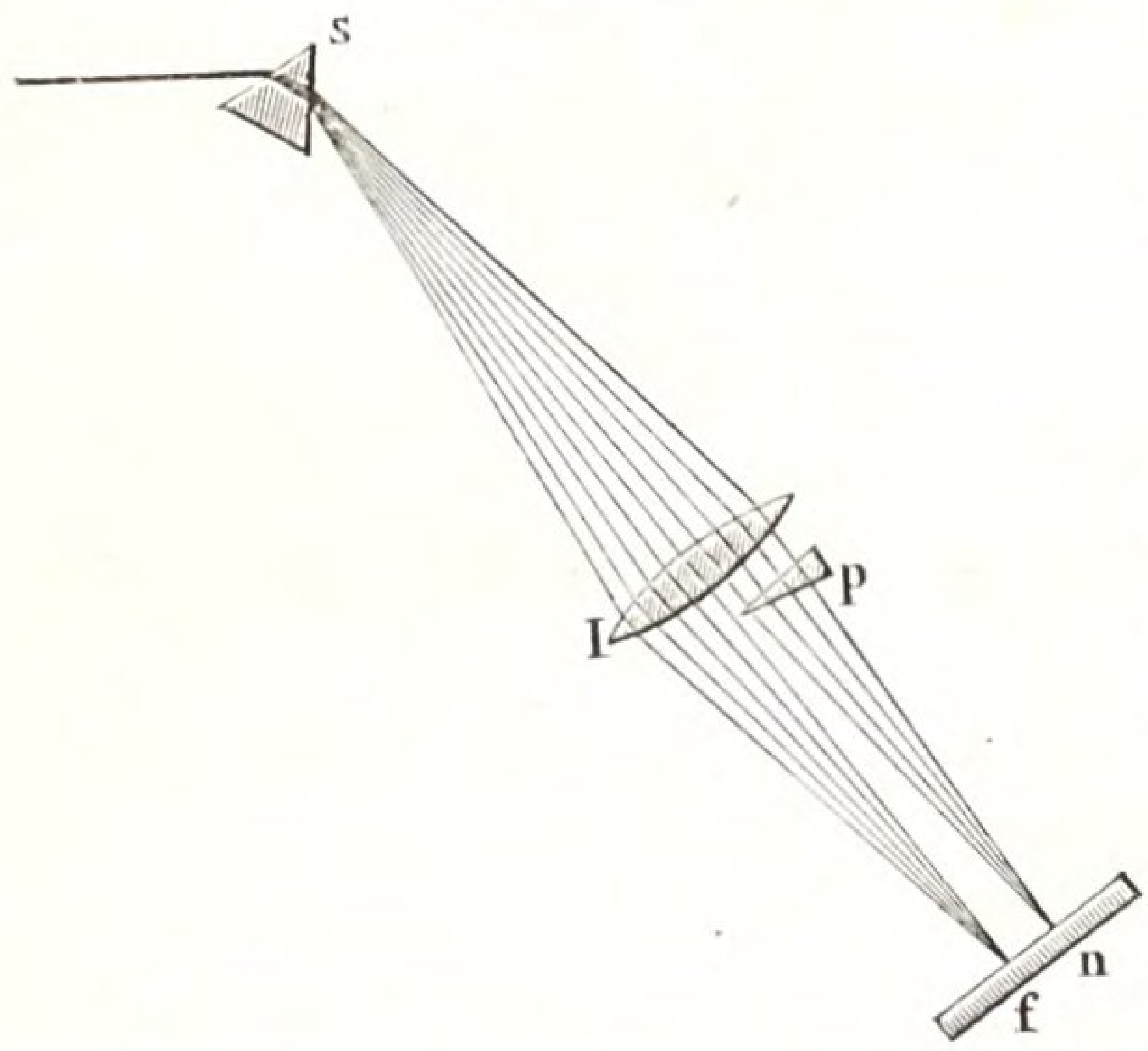


Fig. 135 erläuterten Weise die aus einem Prisma austretenden farbigen Strahlen durch eine Linse *l* auf einem Schirme, so dass bei *f* ein weisses Bild entsteht. Fängt man nun hinter der Linse durch ein Prisma *p*, Fig. 141, von sehr kleinem brechenden Winkel (8 bis 10^0) einen Theil der nach *f* convergirenden Strahlen auf, so werden diese aufgefangenen Strahlen abgelenkt und seitlich in *n* vereinigt. Nun aber erscheint das Bild in *f* sowohl als auch das in *n* gefärbt, und zwar ist der oben gegebenen Definition zufolge der Farbenton des Bildes *f* complementär zu dem des Bildes *n*.

Fängt man durch das flache Prisma *p* nur die rothen und orangefarbenen Strahlen ab, so wird das Bild *n* einen rothen, das Bild *f* einen grünen Farbenton zeigen. Das Grün des Bildes *f* ist complementär zu dem Roth des Bildes *n*.

Schiebt man das Prisma *p* mehr gegen die Mitte des Spectrums hin, bis seine brechende Kante ungefähr in der Mitte des Grün steht, so geht der Farbenton von *n* allmälig in Gelb, der von *f* allmälig in Blau über.

Dieser Versuch lässt sich auf die mannigfaltigste Weise abändern, indem man ja das Prisma *p* (vorausgesetzt, dass es die entsprechenden Dimensionen hat) auch so stellen kann, dass es die mittleren Strahlen des Spectrums auffängt und in *n* vereinigt.

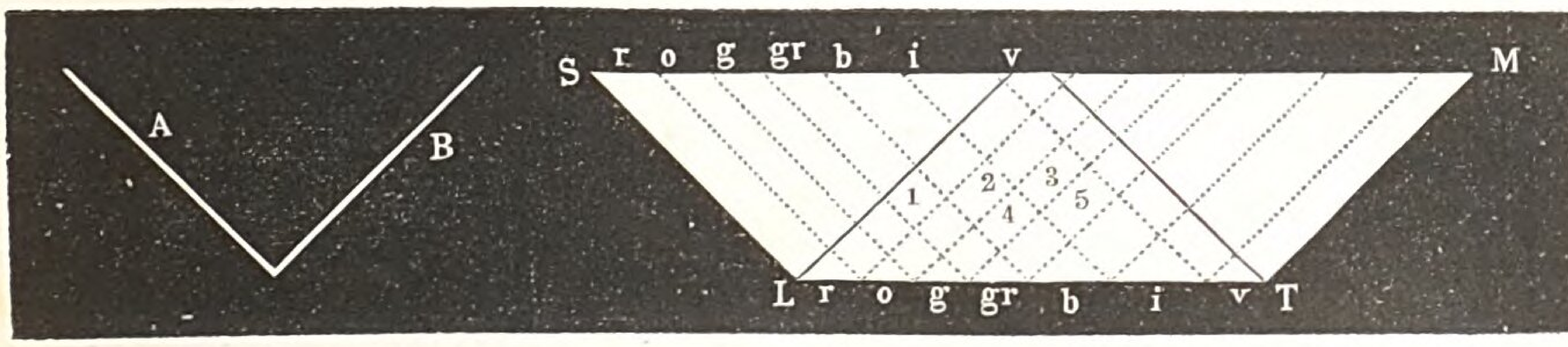
Solche Versuche zeigen nun, dass blaue Farbentöne complementär zu gelben sind, und dass die verschiedenen Nuancen von Grün rothe Farbentöne zur Complementärfarbe haben.

Zur Erzeugung von Weiss ist also keineswegs ein Zusammenwirken aller Farben des Spectrums nöthig, denn Helmholtz (Pogg. Annal. Bd. LXXXVII) hat gezeigt, dass auch durch Combination von nur zwei prismatischen Farben Weiss entstehen kann. Die ebenso einfache als sinnreiche Anordnung des Versuches, durch welchen er diese interessante Thatsache zuerst nachwies, wird durch Fig. 142 erläutert.

Es seien *A* und *B* zwei im Laden eines dunklen Zimmers angebrachte Spalten, welche einen rechten Winkel mit einander, deren jede aber einen Winkel von 45^0 mit den Verticalen macht und deren jede ungefähr $^1/_2$ mm breit ist. Betrachtet man diese Spalten durch ein in entsprechender Entfernung aufgestelltes stark zerstreuendes Prisma, dessen brechende Kante vertical steht und welches unmittelbar vor dem Objectiv eines Fernrohrs angebracht ist, so erscheint der Spalt *B* als ein

schrägliegendes Spectrum LM, während der Spalt A das Spectrum ST liefert. Diese beiden Spectra fallen nun zum Theil über einander und

Fig. 142.



zwar fallen an allen Stellen, wo eine Ueberdeckung stattfindet, immer zwei homogene prismatische Farben zusammen; so z. B. an der mit 1 bezeichneten Stelle das Roth des einen Spectrums mit dem Grün des anderen; an der mit 2 bezeichneten Stelle fallen Blau und Orange, bei 3 fallen Indigo und Gelb zusammen u. s. w.

Wenn der Versuch mit den nöthigen Vorsichtsmaassregeln angestellt wird, so ergeben sich aus der Combination je zweier Spectralfarben die Resultate, wie sie in folgender Tabelle zusammengestellt sind. In der ersten Horizontal- und in der ersten Verticalreihe stehen die einfachen Farben, welche vereinigt worden sind; der durch ihre Combination gebildete Farbenton findet sich da, wo die betreffende Horizontal- und Verticalreihe sich schneiden.

	Violett	Blau	Grün	Gelb	Roth
Roth	Purpur	Rosa	Mattgelb	Orange	Roth
Gelb	Rosa	Weiss	Gelbgrün	Gelb	
Grün	Blassblau	Blaugrün	Grün		
Blau	Indigblau	Blau			
Violett	Violett				

Es entsteht also Weiss durch die Combination von prismatischem Blau mit prismatischem Gelb (je ein schmaler Streif, deren Brechungsquotienten für Flintglas Nr. 13 ungefähr 1·6370 bis 1·6377 sind).

Noch genauer untersuchte Helmholtz diesen Gegenstand nach einer Methode (Pogg. Annal. Bd. XCIV), deren Princip durch Fig. 135 auf Seite 141 erläutert werden mag. Die aus dem Prisma divergirend austretenden Strahlen werden durch eine Linse aufgefangen, durch welche sie zu einem weissen Bilde in *f* vereinigt werden. Wenn nun aber dicht hinter der Linse ein Schirm aufgestellt wird, in welchem sich zwei Spalten befinden, deren Abstand und deren Breite man nach Belieben ändern kann, so kann man bewirken, dass in *f* irgend zwei beliebige isolirte Partien des Spectrums zur Vereinigung kommen. Auf diesem Wege fand nun Helmholtz, dass es für jede Stelle des Spectrums vom rothen Ende bis zum Ende des Gelb auf demjenigen Theile des Spectrums, welcher sich vom Anfang des Blau bis zum violetten Ende erstreckt, in der Art eine dazugehörige Stelle gebe, dass die beiden entsprechenden Farben, in *f* zusammentreffend, sich zu Weiss combiniren.

Helmholtz hat ferner gezeigt, dass die optische Combination irgend zweier Farbentöne oft sehr verschieden ist von der Farbe, welche durch die Mischung der entsprechenden Pigmente hervorgebracht wird. Eine Mischung von Chromgelb mit Ultramarin oder von Berlinerblau mit Gummigutti giebt bekanntlich Grün, wenn man aber die Scheibe des Farbenkreisels, auf welcher abwechselnd Sectoren von gelbem (Chromgelb) und blauem (Ultramarin) Papier aufgeklebt sind (Breite der gelben $^2/_3$ von der Breite der blauen), in rasche Rotation versetzt, so erscheint die Scheibe in einem sehr nahe an Weiss gränzenden Grau.

Dass ein Gemisch von Berlinerblau und Gummigutti Grün liefert, erklärt sich auf folgende Weise: Eine dünne Schicht Berlinerblau absorbirt nur die rothen und die gelben Strahlen, sie lässt durch: Grün, Blau und Indigo. Eine Schicht von Gummigutti dagegen absorbirt die blauen und die violetten und lässt nur Grün, Gelb und Roth durch. Eine Mischung beider Substanzen wird wirken, wie die Combination einer Schicht von Berlinerblau mit einer Schicht von Gummigutti, sie lässt also nur die Strahlen durch, welche gemeinschaftlich von beiden einzelnen Schichten durchgelassen werden, und das sind eben die grünen Strahlen, welche allein übrig bleiben, da die rothen und gelben vom Berlinerblau, die blauen und violetten aber von dem Gummigutti absorbirt werden.

Zu Studien über Farbenmischungen eignet sich noch besser als der erwähnte Farbenkreisel ein von W. v. Betzold erdachter Apparat, Mixoskop genannt, den wir jedoch hier nicht näher besprechen können, da er auf der später zu behandelnden Doppelbrechung beruht. Man sehe hierüber Poggend. Ann. Bd. 158, S. 606.

39 **Fraunhofer'sche Linien.** Stellt man nach den im vorigen Capitel beschriebenen Methoden ein recht reines Sonnenspectrum her, so erblickt man dasselbe bei genauerer Betrachtung von einer Anzahl

dunkler Linien durchzogen, welche vertical auf der Längsrichtung des Spectrums, also parallel mit der brechenden Prismenkante stehen.

Damit diese Linien deutlich erscheinen, muss die Spalte sehr enge gemacht werden, am besten so enge, als es die Lichtstärke zulässt, welche natürlich mit der Breite der Spalte ebenfalls abnimmt.

Bei sehr enger Spalte treten dann meistens auch Längsstreifen auf, deren Entstehung aber nur Rauhigkeiten der Spaltränder zuzuschreiben ist, da sie bei jeder andern Spalte in anderer Weise erscheinen und welche daher keine weitere Beachtung verdienen. Die ersteren Streifen dagegen, welche das Spectrum quer durchsetzen, treten bei jeder Spalte genau an derselben Stelle und bei jedem Prisma genau bei derselben Farbennuance und meistens nahe in derselben relativen Lage auf, erscheinen aber nicht, wenn man das weisse Sonnenlicht durch anderes weisses Licht, z. B. das einer Kerzenflamme, oder durch elektrisches Licht oder überhaupt das weisse Licht eines glühenden Körpers, ersetzt. Daraus folgt, dass diese Linien dem Sonnenlichte eigenthümlich sind und nicht durch unsere Experimente erst in dasselbe eingeführt wurden.

Nr. 1 auf Tafel I zeigt die ungefähre Abbildung eines solchen durch ein Flintglasprisma erzeugten Sonnenspectrums.

Diese dunklen Streifen im Spectrum wurden zuerst von Wollaston beobachtet und in den Philos. Transactions von 1802 beschrieben, später aber von Fraunhofer, dem jene Beobachtung unbekannt geblieben war, genauer untersucht (Denkschriften der Münchener Akademie der Wissenschaften, 5. Band, 1814 und 1815); nach Letzterem werden die dunklen Linien im Spectrum gewöhnlich die Fraunhofer'schen Linien genannt.

Fraunhofer's Verfahren zur Beobachtung der dunklen Linien im Spectrum war von dem eben beschriebenen abweichend; er stellt das Spectrum nicht auf einem Schirm dar, sondern er beobachtete es durch ein Fernrohr, welches unmittelbar hinter dem Prisma aufgestellt war, so dass das Fernrohrobjectiv die aus dem Prisma divergirend austretenden Strahlen auffängt. Bei gehöriger Einstellung des Fernrohroculars sieht man die Fraunhofer'schen Linien nicht allein ungleich schärfer, sondern auch weit zahlreicher, als bei objectiver Darstellung des Spectrums auf einem Papierschirm. Während man aber das objectiv dargestellte Spectrum auf einmal übersehen kann, so überblickt man bei der Fernrohrbeobachtung auf einmal nur einen kleinen Theil des Spectrums, wenn das Fernrohr einigermaassen stark vergrössert. Man muss alsdann dasselbe etwas verschieben, um nach der Beobachtung der Linien im violetten und blauen Lichte zu der Beobachtung der Streifen überzugehen, welche sich in der gelben und rothen Partie des Spectrums befinden.

Die dunklen Linien sind unregelmässig über das ganze Spectrum verbreitet. Einige dieser Streifen sind sehr fein und erscheinen als isolirte, kaum sichtbare schwarze Linien, andere hingegen liegen einander

sehr nahe und gleichen eher einem Schatten als getrennten Linien; endlich giebt es einige, welche bei etwas bedeutenderer Ausdehnung sehr scharf und bestimmt erscheinen. Um mitten in dieser Verwirrung einige feste Punkte zu haben, hat Fraunhofer acht Streifen ausgewählt, die er mit *A*, *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G* und *H* bezeichnete, welche den doppelten Vortheil bieten, dass sie leicht zu erkennen und dass die durch sie im Spectrum gemachten Abtheilungen nicht gar zu ungleich sind. Zwischen *B* und *C* liegen nach Fraunhofer's Beobachtungen neun feine scharfe Linien, von *C* bis *D* zählte er ungefähr 30, von *D* bis *E* 84, von *E* bis *F* mehr als 76, unter denen sich drei der stärksten im ganzen Spectrum befinden, von *F* bis *G* 185, von *G* bis *H* 190, zusammen also von *B* bis *H* 574. *A*, *B* und *C* liegen im Roth, *D* im Orange, *E* am Uebergange von Gelb in Grün, *F* am Uebergange zwischen Grün und Blau, *G* im Indigo, *H* im Violett.

In neuerer Zeit haben Kirchhoff und dann Angström mehr als 2000 solcher Linien festgestellt und ihre Lage gemessen.

Mit Prismen von Flintglas oder Schwefelkohlenstoff, die einen grossen brechenden Winkel haben, kann man die stärkeren Streifen schon mit blossen Augen sehen.

Das von den Planeten reflectirte Sonnenlicht giebt dieselben Streifen, wie das directe Sonnenlicht, nur sind sie weniger leicht zu unterscheiden; das Licht der Fixsterne giebt Streifen, die für jeden einzelnen Stern verschieden sind.

40 **Messung der prismatischen Ablenkung nach Fraunhofer, Spectrometer von Meyerstein.** Nachdem wir nun die Abhängigkeit des Brechungsquotienten von der Farbe des Lichtes erkannt, und in den Fraunhofer'schen Linien ein Mittel erhalten haben, eine bestimmte Farbensorte im Spectrum zu bezeichnen und fest zu halten, können wir an die im §. 23 versprochene Beschreibung der Methoden gehen, mittelst welcher die Brechungsquotienten genauer gemessen werden können, als mittelst der Apparate Fig. 62 bis Fig. 65, welche nur zu Vorlesungsexperimenten bestimmt sind.

Schon im §. 23 haben wir darauf hingewiesen, dass es zwei Hauptstellungen des Prismas zu den es durchsetzenden Strahlen gebe, für welche die Beziehung zwischen Brechungsquotient, Kantenwinkel und Ablenkungswinkel sich am einfachsten gestaltet, welche Stellungen sich daher besonders gut zur Messung des Brechungsquotienten eignen. Die erste dieser Stellungen ist die symmetrische oder Minimumstellung, wobei Eintritts- und Austrittswinkel einander gleich und die Ablenkung am kleinsten ist.

Die zweite Stellung ist jene, bei welcher entweder der Eintrittswinkel oder der Austrittswinkel gleich Null ist, also die Ablenkung nur an Einer Prismenfläche stattfindet. Die §. 23 abgeleiteten Formeln lauteten für die Minimumstellung:

$$n = \frac{\sin \frac{(D + g)}{2}}{\sin \frac{g}{2}},$$

für die senkrechte Stellung:

$$n = \frac{\sin (D + g)}{\sin g},$$

wo n den Brechungsquotienten, D den Ablenkungswinkel, g den Kantenwinkel bedeuten.

Die Fraunhofer'sche Methode der Bestimmung von Brechungsquotienten beruht nun auf der ersten dieser Gleichungen und wird auf folgende Weise ausgeführt. Das aus der zu untersuchenden Substanz gebildete Prisma wird vor dem Objective des Fernrohrs eines Theodoliten so aufgestellt, dass die brechende Kante mit der Verticalachse des Theodoliten parallel, also ebenfalls vertical, steht. Fig. 143 zeigt die hierzu dienliche Vorrichtung, Fig. 144 die Zusammenstellung des Ganzen. Vor Aufstellung des Prismas hat man das Fernrohr in horizontaler Richtung auf eine möglichst entfernte verticale Spalte gerichtet und so eingestellt, dass der Verticalfaden des Fadenkreuzes die Spalte mitten durchschneidet. Die Fernrohrachse habe dabei die Richtung ba. Es versteht sich, dass der Horizontalkreis des Instruments genau horizontal gestellt wurde.

Fig. 143.

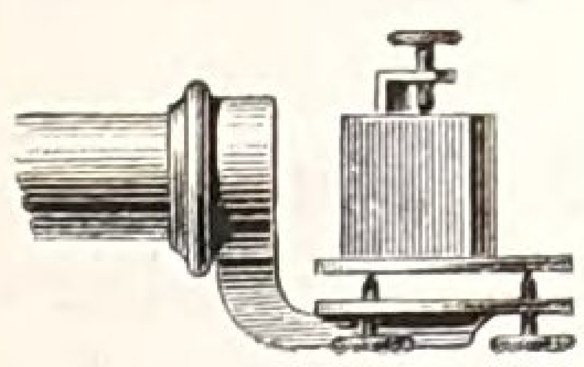
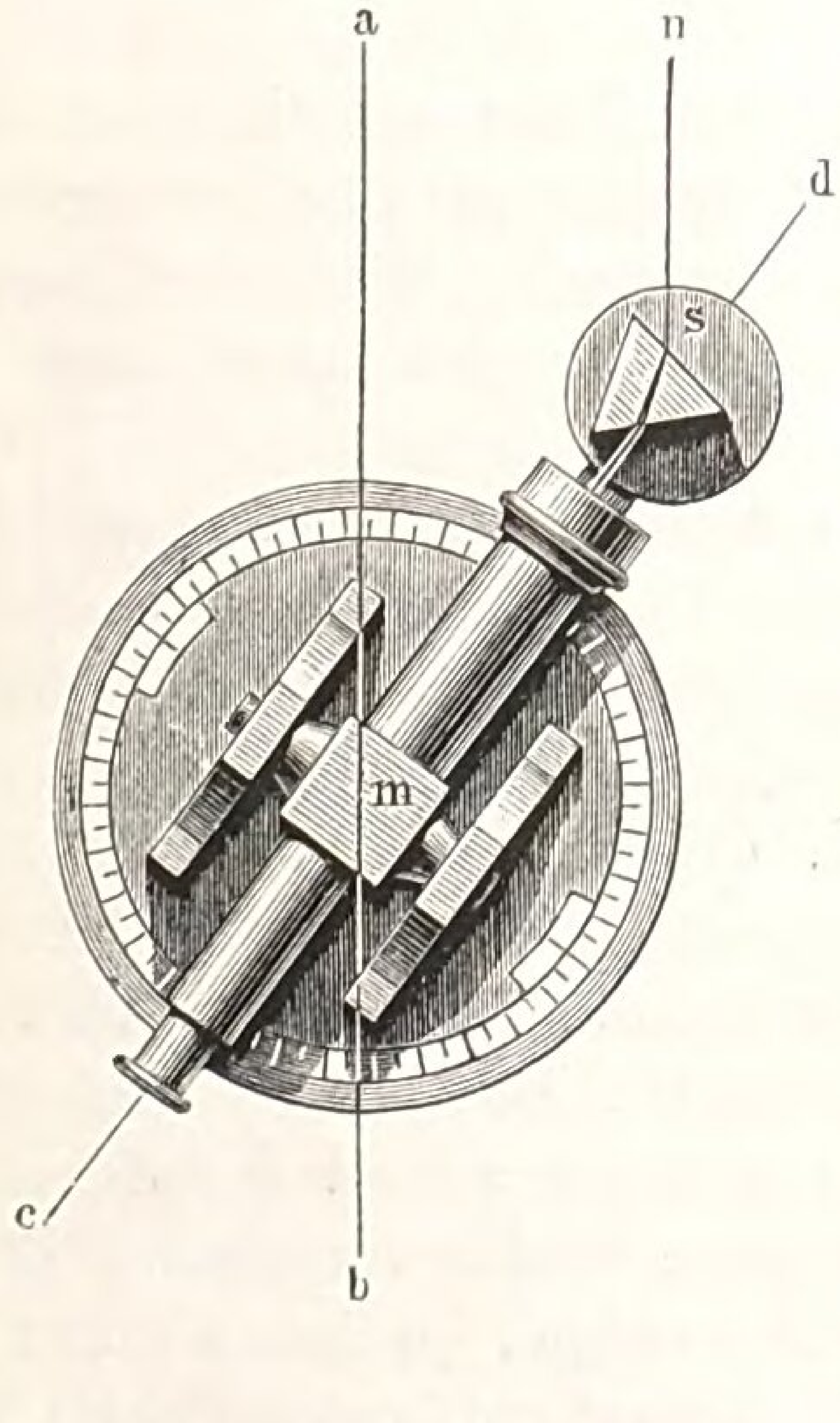


Fig. 144.



Nun wird das Prisma mit der brechenden Kante von der Spalte weggewendet so auf die Platte gestellt, dass der Drehungspunkt desselben in die Halbirungsebene des Kantenwinkels fällt und untersucht, ob das Spectrum beim Drehen des Prismas stets in gleicher Höhe erscheint, was man etwa dadurch am besten erproben kann, dass ein über die Spalte gelegter Horizontalfaden, der mit dem Horizontalfaden des Fadenkreuzes sich deckt, auch im Spectrum stets mit diesem Faden zusammenfällt, wenn auch das Prisma gedreht wird. Dabei ist es nothwendig, das Fernrohr nach rechts und links aus der ursprünglichen Verticalebene herauszudrehen. Eine etwaige Abweichung wird durch die Stellschrauben der Platte, auf der das Prisma steht, corrigirt. Hierauf wird die Minimalablenkung

aufgesucht. Zu diesem Zwecke nähert man das Fernrohr so weit der ursprünglichen Richtung $b\,a$, als dies möglich ist, ohne das Spectrum aus dem Gesichtsfelde zu verlieren. Zugleich dreht man versuchsweise das Prisma so lange nach der einen oder andern Richtung, bis man jene Gränzlage des Spectrums erreicht hat, wo dasselbe beim weiteren Drehen wieder rückwärts geht. Zuletzt stellt man das Fernrohr mit dem Verticalfaden auf jene Fraunhofer'sche Linie ein, für welche der Brechungsquotient bestimmt werden soll und dreht so lange abwechselnd am Prisma und am Fernrohr, bis die Ablenkung die kleinstmöglichste geworden. Es sei $c\,d$ die Lage der optischen Axe für diesen Fall.

Wäre nun die Spalte unendlich weit entfernt, so wäre $n\,s \parallel a\,m$, also Winkel $\vartheta =$ Winkel $a\,m\,d$. Man brauchte also nur bei der Minimalstellung und bei der Visur auf die Spalte ohne Prisma die Stellung des Nonius abzulesen, so wäre die Differenz der Ablesungen gleich D. Ist die Spalte aber nicht so weit entfernt, dass $n\,s \parallel a\,m$ angenommen werden kann, so ist der Winkel, den diese beiden Linien einschliessen, zu ermitteln und zur Ablesungsdifferenz zu addiren.

Ist nämlich m die Verticalachse des Theodoliten, S die (in der Figur nicht sichtbare) Spalte, s der Drehungspunkt des Prismas (zugleich der Punkt, wo sich bei der Minimalstellung die Richtungen des ein- und austretenden Strahls durchschneiden), so hat man im Dreieck $S\,s\,m$ die Dimensionen $S\,m$ und $s\,m$ auszumessen und daraus $< S\,m\,s + < m\,S\,s = D$ zu berechnen.

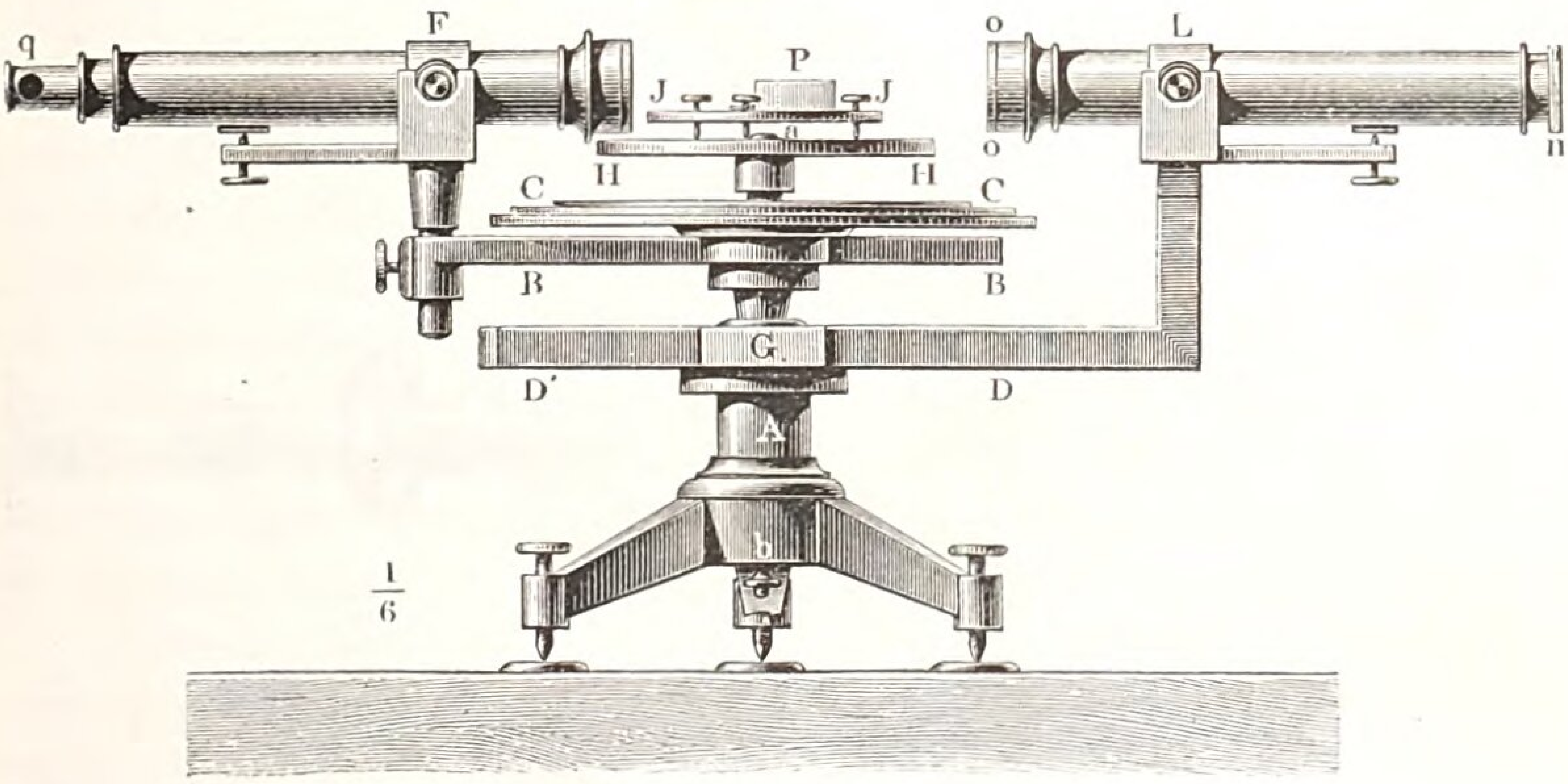
Vortheilhafter ist es, statt bei der directen Visur auf die Spalte den Nonius abzulesen, das Fernrohr und das Prisma auf die entgegengesetzte Seite zu drehen und dort die symmetrische Minimalablenkung aufzusuchen. Durch Halbirung der Ablesungsdifferenz erhält man die Ablenkung wie früher.

Diese Methode liefert bei sorgfältiger Ausführung recht genaue Resultate, doch ist die genaue Ausmittlung der Correction wegen endlicher Entfernung der Spalte, da sie eine Messung des Abstandes der Verticalachse des Theodoliten von der Spalte erfordert, mit Schwierigkeiten verbunden und auch der Umstand, dass jede Drehung des Fernrohrs auch das Prisma aus der Lage bringt, ist unbequem. Man wendet daher in neuerer Zeit häufiger eine andere Methode an, die sich von der Fraunhofer'schen in folgenden Punkten unterscheidet. Das Prisma wird nicht excentrisch, sondern über der Axe eines getheilten Kreises aufgestellt, die weit entfernte Spalte wird durch eine nahe Spalte vertauscht, deren Strahlen durch eine Linse parallel gemacht werden, so dass sie auf das Prisma fallen, als ob sie von einer unendlich weit entfernten Spalte herkämen. Spalt und Linse sind zusammen in einem sogenannten Spaltrohr oder Collimatorrohr enthalten. Wir haben diese Vorrichtung bereits S. 98, Fig. 106, vorläufig erwähnt. Die abgelenkten Lichtstrahlen endlich werden durch ein um die Axe des Theilkreises drehbares Fernrohr aufgefangen und so das abgelenkte Spectrum beobachtet. Man

kann dabei ausser der Minimalstellung auch noch andere Prismenstellungen in Anwendung bringen.

Die zu diesen Messungen construirten Instrumente heissen gewöhnlich Spectrometer, dienen meistens daneben auch als Goniometer

Fig. 145.



und würden, da sie ausserdem noch zu vielen optischen Messungen verwendbar sind, nicht unpassend „optische Theodoliten" genannt.

Schon das Seite 30, Fig. 27 bis 29 beschriebene Babinet'sche Goniometer könnte zu diesem Zwecke gebraucht werden. Wir geben hier noch die Beschreibung zweier Spectrometer, die in ihrer Construction nicht unwesentlich von einander abweichen.

Das erste, sehr verbreitete, Instrument ist das Spectrometer von Meyerstein (Pogg. Annal. Bd. 98, S. 91), welches in Fig. 145 von seitwärts und in Fig. 146 (a. f. S.) von oben gesehen abgebildet ist.

Die von drei Füssen getragene kurze Metallsäule A (in Fig. 146 unsichtbar) ist in der Richtung ihrer verticalen Axe durchbohrt, und in dieser Höhlung dreht sich ein zum Theil conischer Stahlzapfen, welcher von a bis b hinabreicht.

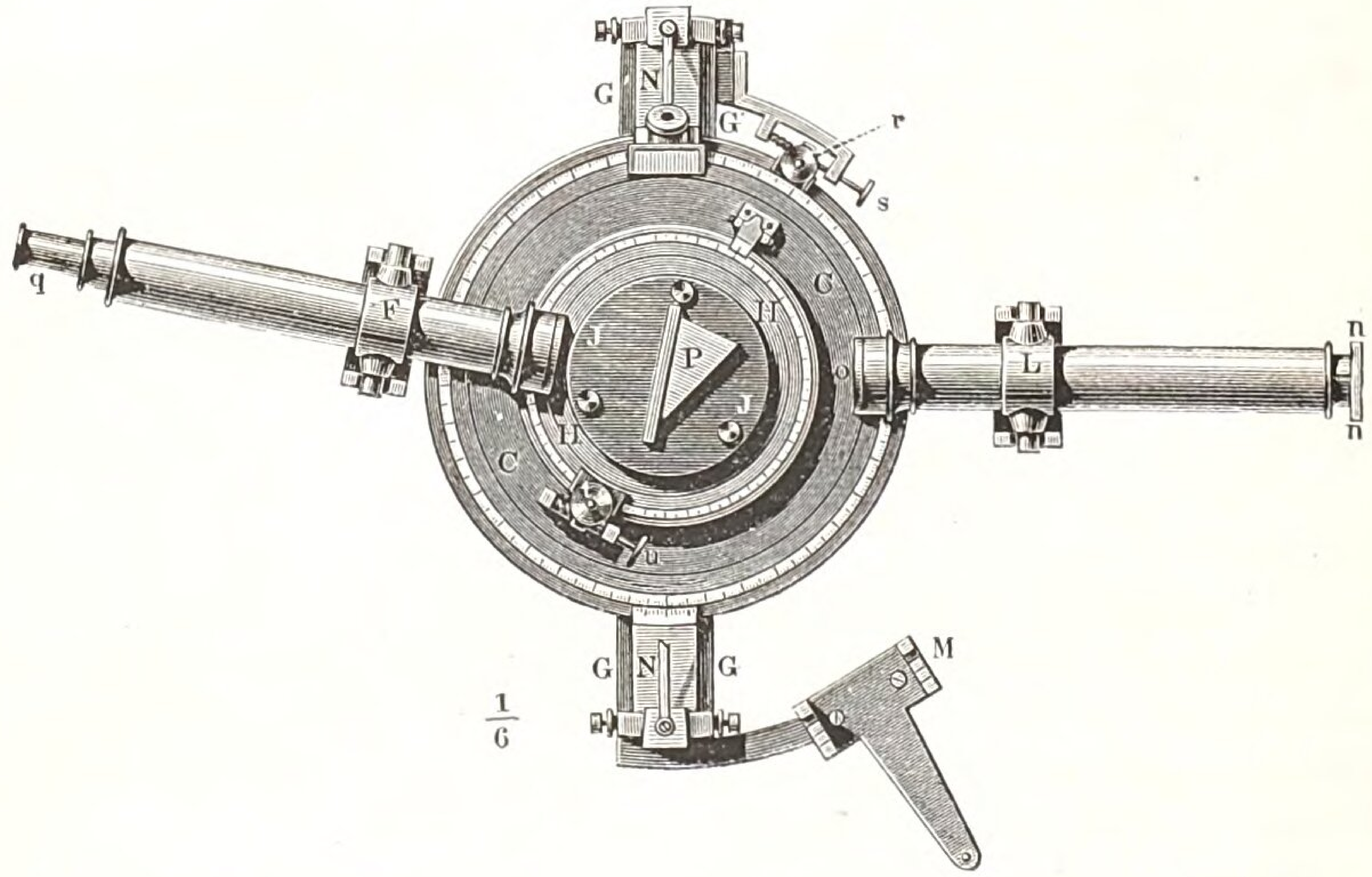
Mit diesem Stahlzapfen ist der horizontale getheilte Kreis C und der metallene Arm B (dessen Verlängerung auf der rechten Seite als Gegengewicht dient) fest verbunden und zwar so, dass beide sich mit dem Zapfen ab um dessen verticale Axe drehen.

Im Arm B ist der Träger des Fernrohres F eingesteckt, dessen Axe bei richtiger Einstellung vollkommen wagerecht steht und genau auf die Verticalaxe des Instrumentes (die Verlängerung der Axe des Zapfens ab) gerichtet ist.

Auf der Säule A ist ein massives Metallkreuz aufgeschraubt, also mit A unabänderlich verbunden. Der eine Arm D dieses Metallkreuzes bildet den Träger für das Spaltrohr L; der nach aussen breiter werdende Arm D' dient als Gegengewicht für D und L.

Das Spaltrohr enthält bei *o o* eine Linse wie ein Fernrohr, bei *n*, statt eines Oculars, eine verticale Spalte, welche durch Ausziehen der Röhre in die richtige Entfernung von der Linse gebracht und nach Bedarf verengt oder erweitert werden kann.

Fig. 146.



Die zu *D* und *D'* rechtwinkligen Arme *G* und *G'* (der nach vorn gerichtete Arm *G* ist in der Seitenansicht als abgeschnitten dargestellt) endigen wie der Arm *D* mit verticalen Schenkeln, welche bis zur Höhe des getheilten Kreises *C* hinaufgehen und als Träger der Nonien *N* und *N'* dienen. Die Nonien *N* und *N'* behalten also unverändert ihre Stellung bei, während der getheilte Kreis und mit ihm das Fernrohr *F* um die verticale Axe des Instrumentes gedreht wird.

Mittelst der Klemmschraube *r* kann man den getheilten Kreis feststellen und mittelst der Mikrometerschraube *s* eine feinere Einstellung bewirken.

Der Zapfen *a b* ist auch nach oben conisch verjüngt und auf ihm sitzt, mittelst einer Messinghülse um denselben drehbar, ein zweiter getheilter Kreis *H*, auf welchem mittelst dreier Schrauben das Tischlein *J* steht. Auf dieses Tischlein endlich wird das Prisma *P* aufgesetzt.

Das Fernrohr *F* wird nun zunächst so aufgestellt, dass seine Axe in die Verlängerung der Axe des Rohres *L* fällt und dass das scharfe Bild des Spaltes am verticalen Faden des Fadenkreuzes erscheint.

Hierauf wird das Prisma aufgestellt, das Fernrohr in die Richtung der abgelenkten Strahlen gedreht und die neue Stellung am Nonius abgelesen. Man kann dabei ebenfalls das Minimum der Ablenkung benutzen. Eine zweite solche Ablesung auf der entgegengesetzten Seite

liefert die Winkeldifferenz, welche gleich ist dem doppelten Ablenkungswinkel.

Die Einstellung auf das Minimum der Ablenkung hat bei dem Babinet'schen Goniometer keine Schwierigkeit, bei dem Meyerstein'schen Spectrometer aber kann man sie nur durch fortgesetztes Probiren zu Wege bringen, indem man abwechselnd an der Stellung des Kreises *C* mit dem Fernrohr und Prisma, dann wieder an der Stellung des Kreises *H* mit dem Prisma allein corrigiren muss.

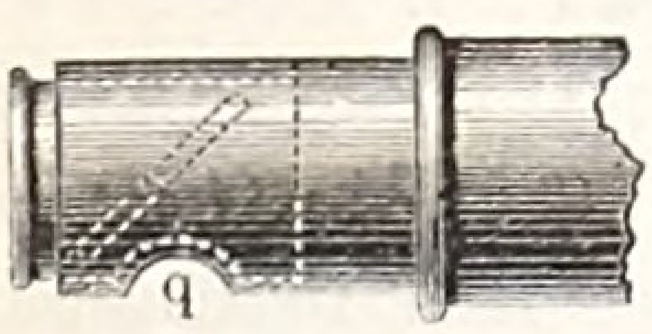
Diese Unannehmlichkeit hat Meyerstein dadurch vermieden, dass er nicht das Minimum der Ablenkung in Anwendung bringt, sondern dass er die Strahlen rechtwinklig zur zweiten Fläche des Prismas austreten lässt. Es wird also zunächst durch Drehung des Kreises *H*, Fig. 146, das Prisma so gestellt, dass seine dem Fernrohr *F* zugekehrte Fläche rechtwinklig auf der Axe dieses Fernrohrs steht. Alsdann wird durch Anziehen der Schraube *t* (welche sammt Zugehör in Fig. 145, weggelassen ist) der Kreis *H* mit *C* fest verbunden und dann beide sammt Prisma und Fernrohr um die verticale Axe des Instrumentes gedreht, bis die zu bestimmende Fraunhofer'sche Linie am Fadenkreuz des Fernrohrs erscheint.

Um die dunklen Linien im Spectrum durch das Fernrohr zu sehen, ist es nicht nöthig, dass Sonnenlicht direct auf den Spalt falle; es genügt helles diffuses Tageslicht.

Die Senkrechtstellung der Austrittsfläche des Prismas zur Axe des Fernrohrs geschieht mittelst eines „Gauss'schen Oculars".

Die Ocularröhre des Fernrohrs *F* ist nämlich mit einer seitlichen Oeffnung *q* versehen, hinter welcher ein Plättchen von Spiegelglas unter einem Winkel von 45^0 gegen die Fernrohraxe eingesetzt ist, wie Fig. 147 zeigt, welche die Ocularröhre in vergrössertem Maassstab darstellt. Wird nun in einiger Entfernung von dieser Oeffnung eine Lampe in gehöriger Weise aufgestellt, so werden die von ihr ausgehenden, durch die Oeffnung *q* eintretenden Strahlen durch den Spiegel gegen das Fadenkreuz und das Objectiv hin reflectirt. Wenn nun das Prisma annähernd richtig gestellt ist, so sieht man, durch die Ocularlinse in das Fernrohr hineinschauend, das Fadenkreuz einmal direct und dann das Bild desselben, welches von der Austrittsfläche des Prismas *P* reflectirt wird. Durch Drehen des Kreises *H* kann man es erreichen, dass das directe Bild des Fadenkreuzes mit dem Spiegelbild desselben zusammenfällt.

Fig. 147.



Sollte das Bild nicht gehörig vertical stehen, so kann man die Stellung des Prismas durch die drei Schrauben corrigiren, durch welche das Tischlein *J* getragen wird.

Meyerstein's Spectrometer kann auch als Goniometer gebraucht werden. Zu diesem Zweck wird das Fernrohr *F*, Fig. 146, auf den Träger *M* gelegt, welcher mit den Armen *D* und also auch mit der Säule *A*

fest verbunden ist; der Träger aber, auf welchem das Fernrohr F bei Spectralbeobachtungen liegt, wird entfernt. Der Krystall oder das Prisma, an welchem der Winkel gemessen werden soll, welchen zwei Flächen mit einander machen, wird auf das Tischlein J so aufgestellt, dass die Kante, in welcher die beiden fraglichen Flächen zusammenstossen, vertical steht. Alsdann wird der Kreis C mit allem was seine Axe trägt gedreht, bis man durch das Fernrohr F das Spiegelbild des Spaltes n in einer der beiden Krystallflächen sieht; nachdem man das Fadenkreuz des Fernrohrs F genau auf das Spiegelbild des Spaltes eingestellt hat, wird der Nonius abgelesen und dann der Kreis C gedreht, bis das Spiegelbild des Spaltes n in der andern Fläche ebenfalls auf das Fadenkreuz eingestellt ist, und abermals der Nonius abgelesen. Zieht man den Unterschied der beiden Nonienablesungen von 180° ab, so erhält man den Winkel, welchen die beiden fraglichen Flächen mit einander machen.

Das eben beschriebene Instrument hat die grosse Unbequemlichkeit, dass sich das Fernrohr nicht drehen lässt, ohne dass das Prisma mitgedreht wird. Meyerstein hat deshalb bei neueren Instrumenten folgende Einrichtung angebracht. Von dem Träger des Spaltrohrs L geht ein horizontaler messingener Arm gegen den Rand des Kreises H und trägt daselbst eine Klemme, womit dieser Kreis H festgeklemmt werden kann. Es ist nun möglich, das Fernrohr allein zu drehen. Ausserdem hat Meyerstein der verticalen Mikrometerschraube, mit der man das Fernrohr heben und senken kann, auch noch eine horizontalgestellte Mikrometerschraube zugesellt, welche die freie Bewegung des Fernrohrs um seine Verticalaxe ermöglicht.

41 **Die Rectification der Spectrometer im Allgemeinen. Specielles über die Construction und den Gebrauch des Spectrometers von V. v. Lang.** Eine einfache, aber sehr zweckmässige Construction besitzt ein nach den Angaben von Prof. V. v. Lang vom Mechaniker J. Eiss in Wien ausgeführtes Instrument, welches wir hier beschreiben wollen.

Fig. 148 zeigt eine perspectivische Ansicht des ganzen Instrumentes in $\frac{1}{6}$, Fig. 149 einen Verticaldurchschnitt durch den mittleren Theil in $\frac{1}{3}$ der natürlichen Grösse.

Das dreifüssige Gestell G trägt einen verticalen Zapfen, der aussen conisch abgedreht, innen conisch durchbohrt ist (Fig. 149). Ueber dem conischen Zapfen dreht sich der Hohlkegel H, welcher mittelst des Bügels B das Fernrohr trägt und auf welchem auch der Theilkreis C aufgeschraubt ist. Theilkreis und Fernrohr drehen sich also stets gemeinschaftlich. In der inneren conischen Durchbohrung steckt die conische nach oben cylindrische stählerne Axe A, welche das Prismentischchen T und die Kreisplatte k mit den beiden Nonien n und n' trägt. Das Spaltrohr S ist mittelst des Trägers D unverrückbar am Fussgestell befestigt. Die Befestigung des Prismentischchens gestattet Höherstellung

und Neigung nach allen Richtungen. Nach dem Anziehen der Schraube *L* vermittelt die Schraube *M* die feine Bewegung des Fernrohrs sammt

Fig. 148.

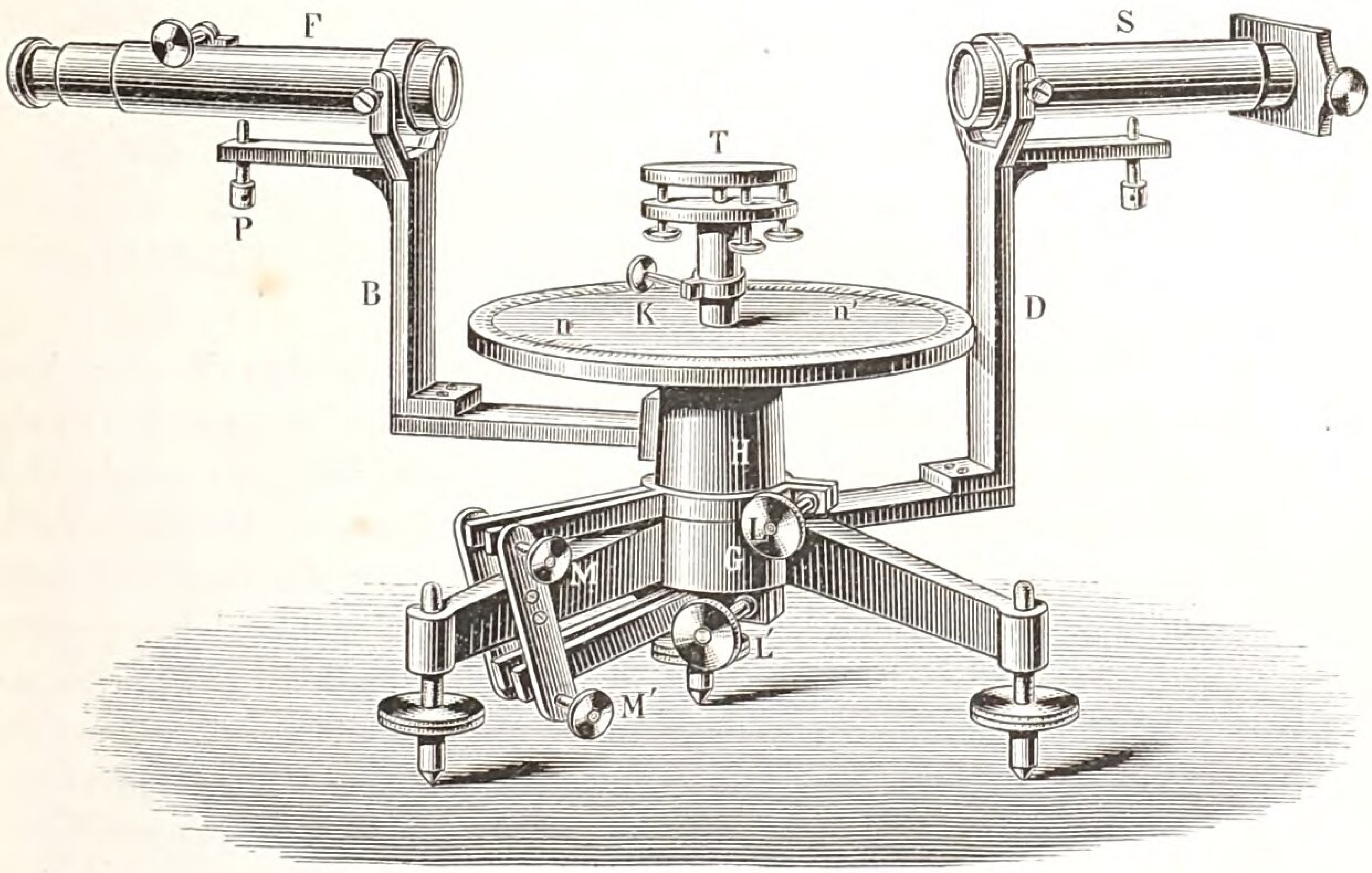
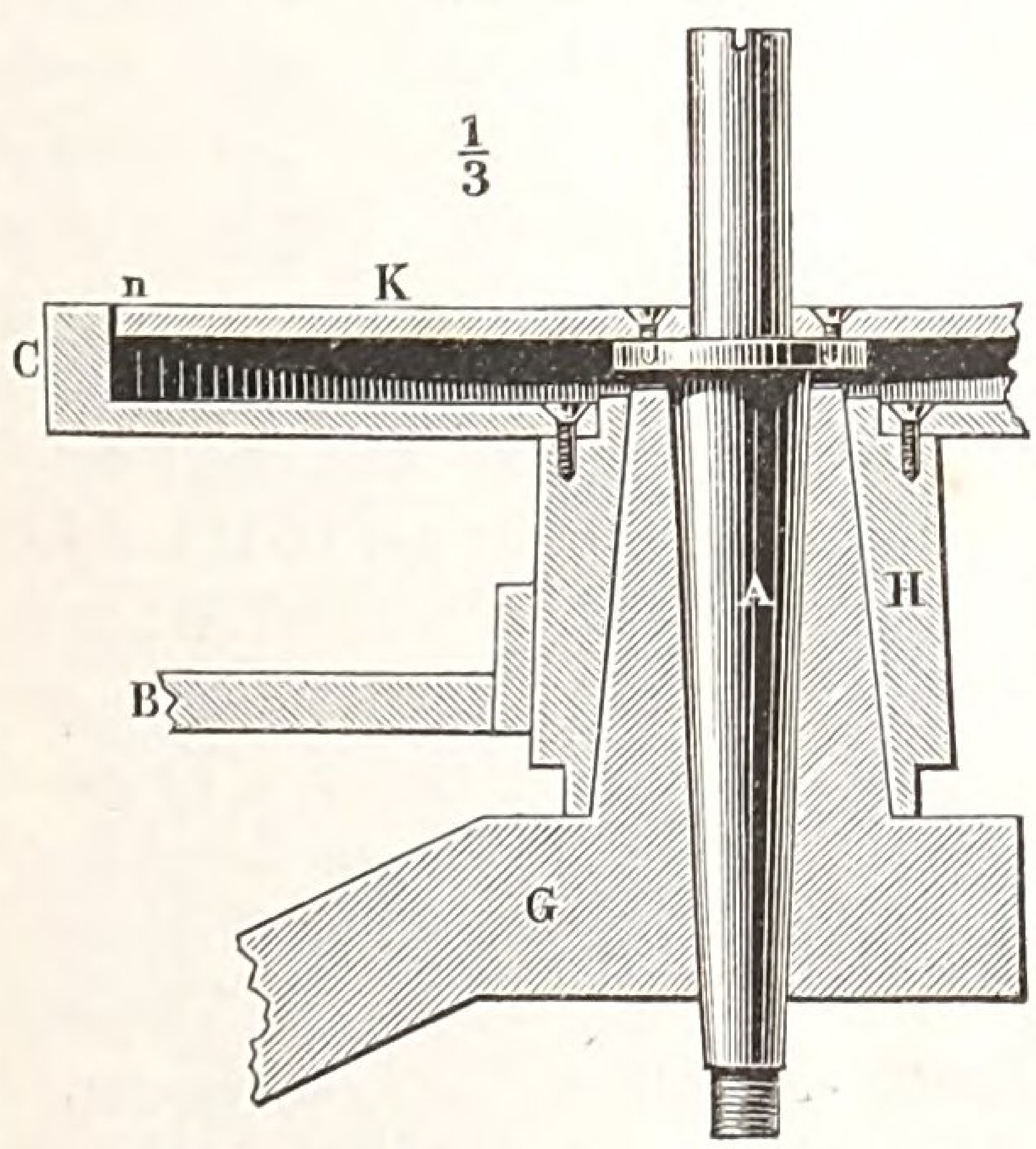


Fig. 149.



Theilkreis, nach dem Anziehen der Schraube *L'* wird mittelst *M'* die feine Bewegung des Prismentischchens sammt Nonius hervorgebracht. Das Uebrige ist aus den Figuren hinreichend deutlich zu ersehen.

Diese Einrichtung bietet, wie wir sehen werden, eine Reihe wesentlicher Vortheile dar. Bevor wir auf die mit diesem Instrument auszuführenden Messungen eingehen, wollen wir über die Rectification der Spectrometer überhaupt einige allgemeine Regeln mittheilen.

Diese Rectificationen sind hauptsächlich folgende:

1) Einstellung des Fernrohrs auf parallele Strahlen, indem man ein entferntes Object einvisirt und die Ocularröhre so verschiebt, dass ein deutliches Bild des Objectes in der Ebene des Fadenkreuzes entsteht. Dass letzteres der Fall, erkennt man daran, dass bei einer Seitwärtsbewegung des Auges das

Fadenkreuz keine scheinbare Verschiebung erleidet. Die senkrechte Stellung des Verticalfadens kann zuvor durch Anvisiren eines ruhig hängenden Fadenlothes geprüft werden, wobei natürlich der Theilkreis mittelst Libelle horizontal gestellt sein muss.

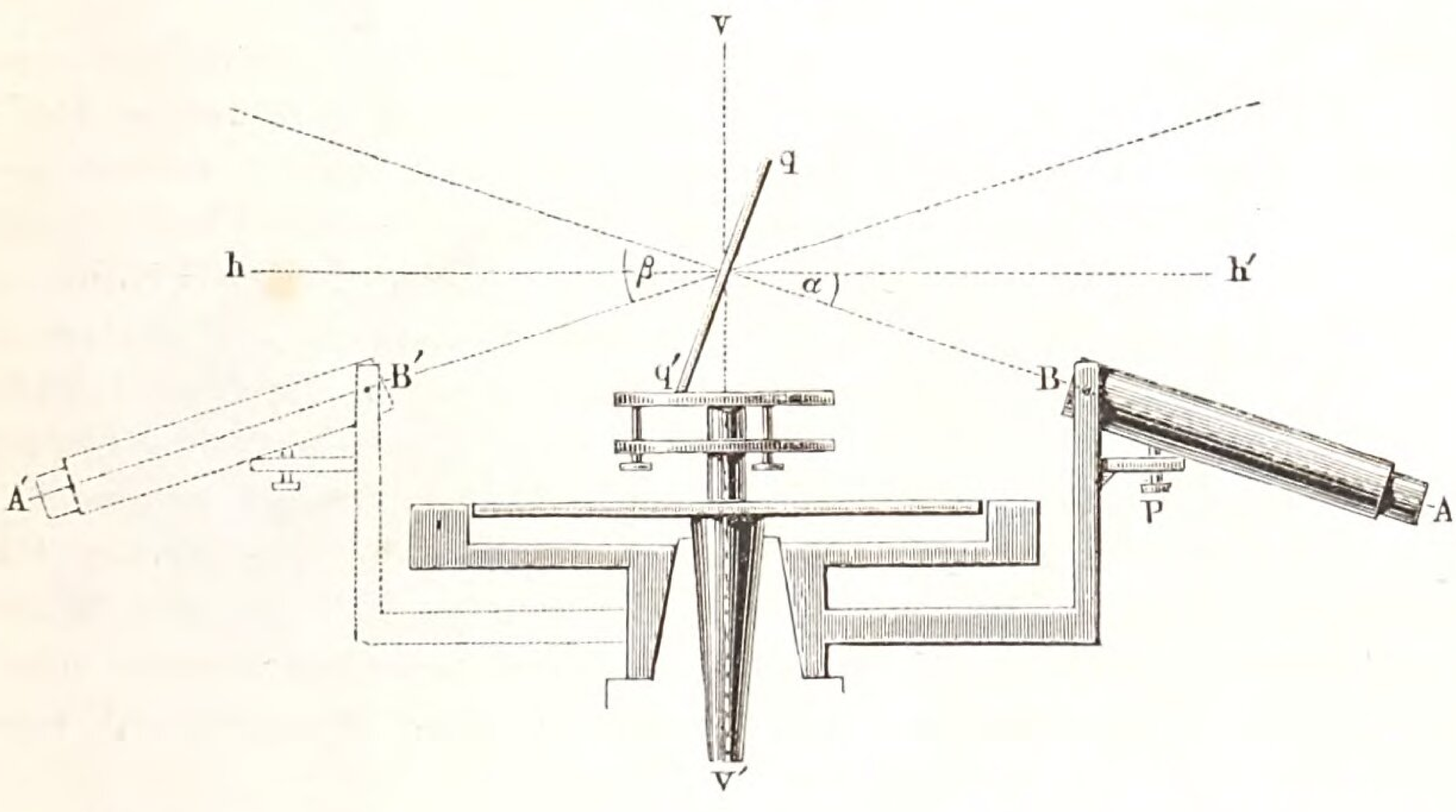
2) Einstellung des Spaltrohrs. Man stellt die optischen Axen des Fernrohrs und Spaltrohrs in eine gerade Linie und zieht nun das Spaltrohr so weit aus, dass ein scharfes Bild der Spalte in der Ebene des Fadenkreuzes erscheint. Zugleich wird die Spalte so gedreht, dass sie mit dem Verticalfaden parallel, also ebenfalls vertical zu stehen kommt.

3) Senkrechtstellung der optischen Axe des Fernrohrs auf seine Umdrehungsaxe. Dies geschieht nach Gauss's Methode entweder mittelst des oben beim Meyerstein'schen Spectrometer beschriebenen Oculars mit unter 45^0 stehender Glasplatte, oder einfach mittelst eines vor die Ocularöffnung unter 45^0 mit Wachs angeklebten Glasplättchens, welches gestattet, das Fadenkreuz mittelst seitwärts aufgestellten Lichtes zu beleuchten. Man stellt das Fernrohr seitwärts so, dass man es um 180^0 drehen kann, ohne durch das Spaltrohr gehindert zu sein, befestigt auf dem Prismentischchen (mit Wachs) eine verticale planparallele Glasplatte und visirt durch das Fernrohr auf das Spiegelbild des beleuchteten Fadenkreuzes.

War das Fernrohr richtig auf parallele Strahlen eingestellt, so muss auch das Spiegelbild des Fadenkreuzes scharf erscheinen. Man könnte daher auch diesen Umstand zur richtigen Einstellung auf parallele Strahlen benutzen. Bringt man nun das Spiegelbild des Fadenkreuzes mit dem letzteren zur Coincidenz, indem man die Stellschrauben des Prismentischchens gebraucht, so weiss man, dass die Fernrohraxe senkrecht auf der Glasplatte steht. Dreht man nun das Fernrohr um 180^0 und fallen dann wieder das directe und das reflectirte Fadenkreuzbild zusammen, so steht sowohl die Glasplatte parallel der Umdrehungsaxe, als auch die Fernrohraxe senkrecht auf letzterer. Zeigt sich aber eine Abweichung, so ist davon die Hälfte an der Adjustirschraube des Fernrohrs, die andere Hälfte an der Stellung der Glasplatte zu corrigiren. Die Richtigkeit dieses Verfahrens ist aus dem Schema (Fig. 150) ersichtlich. Angenommen, das Fernrohr habe anfangs die unrichtige Lage AB, welche mit der richtigen Lage den Winkel α einschliesst. Man stellt nun die Glasplatte qq' mittelst Reflexion senkrecht auf AB. Hierauf wird Theilkreis mit Fernrohr um die Axe vv' um 180^0 gedreht, so dass das letztere in die Lage $A'B'$ kommt; der Winkel β, der in Wirklichkeit nie so gross sein wird, wie hier in der Zeichnung angenommen wurde, ist nun gleich 2α, richtet

man daher die Platte $q q'$ um $\frac{\beta}{2}$ auf, so wird sie dadurch parallel der Axe $v v'$ und hebt man dann auch das Fernrohr mit-

Fig. 150.



telst der Schraube P um $\frac{\beta}{2}$, so steht dessen Axe parallel $h h$, also senkrecht auf $v v'$.

4) Senkrechtstellung des Spaltrohrs auf die Instrumentaxe. Man markirt die Mitte der Spalte durch einen quer über dieselbe gespannten Faden, der auch später gute Dienste leistet, und stellt nun das Spaltrohr so, dass im gegenüberstehenden bereits richtig gestellten Fernrohr diese Mitte der Spalte durch den horizontalen Faden des Fadenkreuzes durchschnitten wird.

5) Die Umdrehungsaxe des Prismentischchens muss mit der Umdrehungsaxe des Fernrohrs zusammenfallen. Um sich zu überzeugen, ob das Instrument in dieser Richtung fehlerfrei ist, dreht man nach Ausführung der Operation 3) die innere Axe mit der verticalen Glasplatte. Es muss dann stets das Spiegelbild des Fadenkreuzes von der Vorder-, sowie von der Hinterfläche der Platte mit dem Fadenkreuz zusammenfallen. Es ist natürlich ausführbar, ja in mancher Hinsicht bequemer, zuerst die Glasplatte durch Drehung der innern Axe senkrecht auf die Fernrohraxe zu stellen und nachher die richtige Lage der äussern Axe nach 5) zu prüfen.

6) Die Aufstellung eines Prismas (oder eines Krystalls) auf dem Tischchen kann nun entweder ebenfalls mittelst des beleuchteten Fadenkreuzes analog der Rectification 3) geschehen, indem man das Prismentischchen mittelst der Stellschrauben so stellt, dass das von beiden Prismenflächen nacheinander reflectirte Bild

des Fadenkreuzes mit dem Fadenkreuz selbst zur Deckung kommt, oder am einfachsten, indem man Fernrohr und Spaltrohr unter einem Winkel gegen ein und dieselbe Fläche richtet und beim Drehen des Prismas auf beiden Flächen die Coincidenz der gespiegelten Spalte mit dem Fadenkreuz herstellt.

Man kommt hiebei am schnellsten zum Ziele, wenn man eine Prismenfläche senkrecht mit der Verbindungslinie zweier Stellschrauben aufstellt. Hat man diese Fläche zuerst richtig gestellt, so regulirt man dann die Stellung der andern Fläche durch alleinige Benutzung der dritten Stellschraube. Das Prüfungsverfahren muss natürlich wiederholt werden. Die Halbirungsebene der Prismenkante muss möglichst genau durch die Instrumentsaxe hindurchgehen, damit beim Umdrehen eine Fläche möglichst genau in die Lage der anderen zu stehen komme.

Die eben beschriebenen Rectificationen gelten im Allgemeinen für alle Spectrometer. Wir beschäftigen uns nun speciell mit den Messoperationen, welche mit dem eben beschriebenen Instrumente nach V. v. Lang's Construction (nach vorausgegangener Rectification) vorgenommen werden können.

I. Man stelle zuerst das Fernrohr gegenüber dem Spaltrohr so auf, dass der Verticalfaden genau die Spalte deckt. Wir wollen diese Stellung die Anfangsstellung nennen. Die zugehörige Ablesung am Theilkreis wird von der jeweiligen Stellung des Nonius abhängen (Fig. 151 und 154), der mittelst der innern Axe gedreht werden kann. Man könnte denselben willkürlich auf irgend eine Ablesung einstellen. Es sei diese Ablesung $= A$ (in der Fig. 151 ist sie zufällig $= 180^0$). Die Anfangsstellung behält diesen Werth, so lange die innere Axe nicht gedreht wird.

Nun setzt man das Prisma auf und rectificirt dessen Aufstellung nach 6) S. 159, wobei zuletzt der Nonius wieder die ursprüngliche Stellung einnimmt. Fig. 152 zeigt dann, wie der Ablenkungswinkel δ gemessen wird, indem man das Fernrohr aus der Stellung A in die Stellung D bringt und die zugehörige Ablesung $= D$ notirt. Offenbar ist $\delta = D - A$.

II. Nun dreht man das Fernrohr in die Lage Fig. 153, wo es den reflectirten Strahl aufnimmt. Ist die zugehörige Ablesung $= R$, so ist:

$$R - A + 2i = 180^0,$$

also der Einfallswinkel:

$$i = 90^0 - \frac{R - A}{2}$$

$\left(\text{in der Figur ist beispielsweise } i = 90^0 - \frac{300^0 - 180^0}{2} = 30^0\right)$

III. Diese Stellung (Fig. 153) kann gleich auch zur Kantenwinkelmessung benutzt werden, indem man nun bei feststehendem Fern-

Fig. 151.

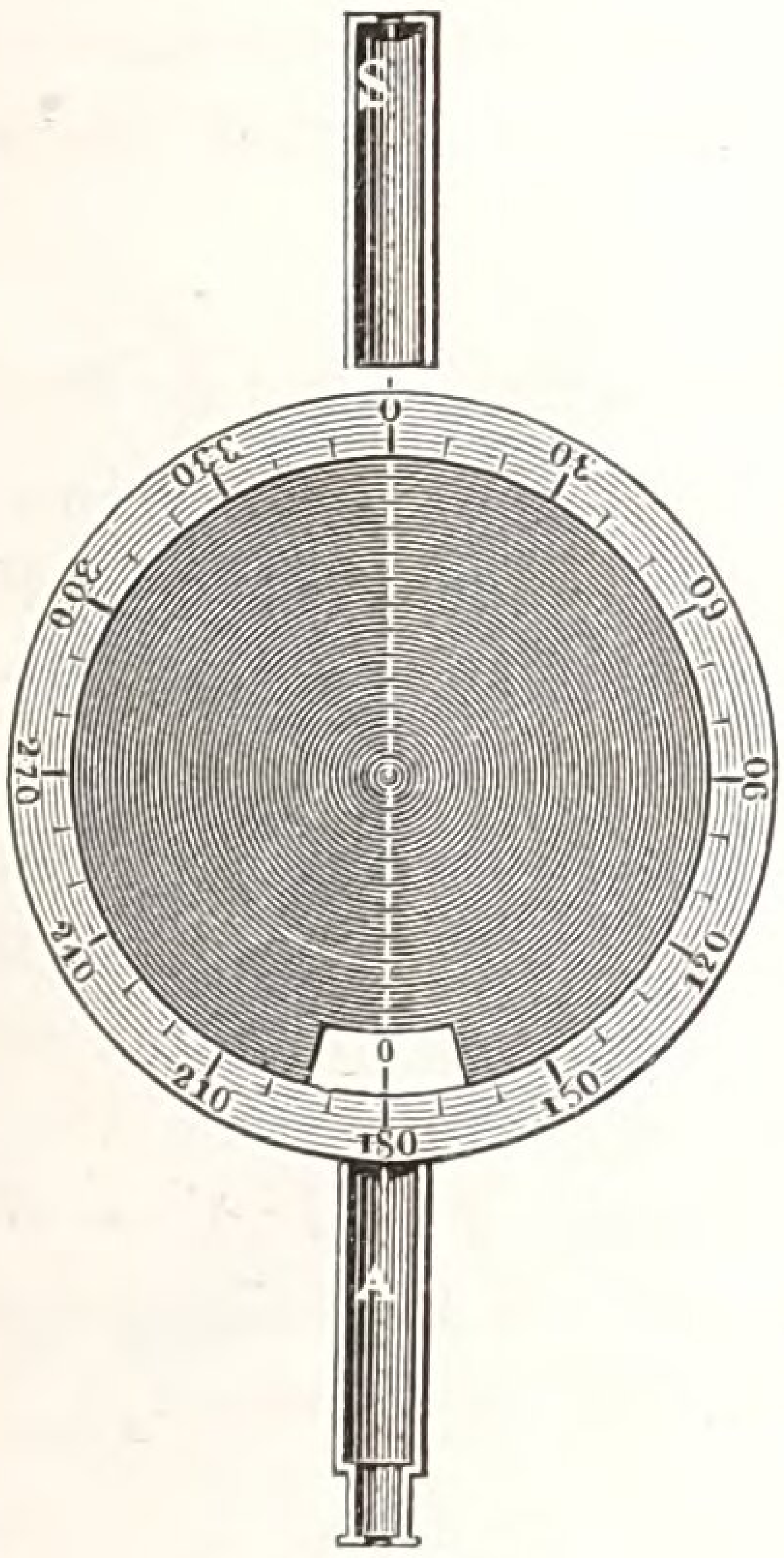


Fig. 152.

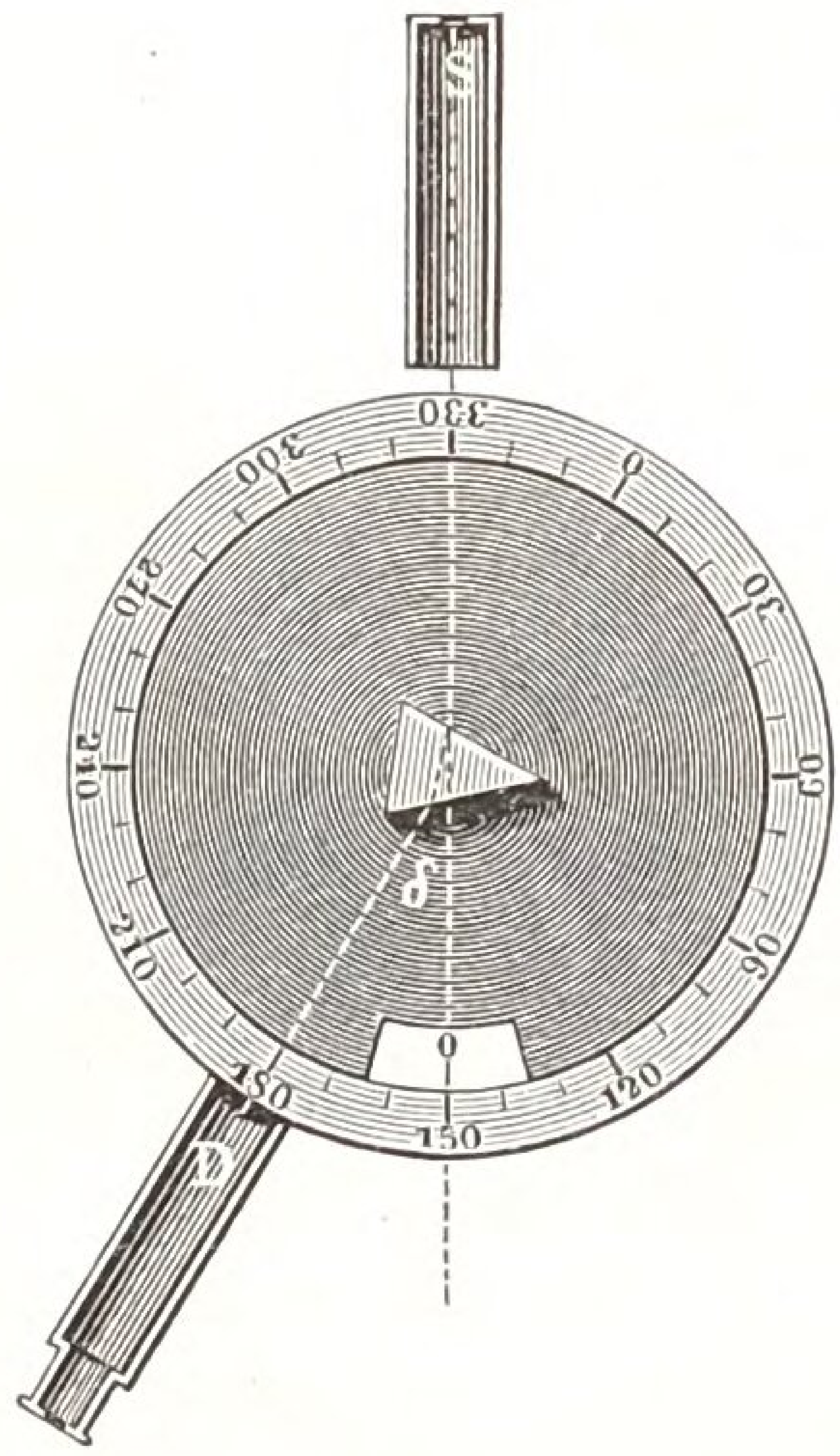


Fig. 153.

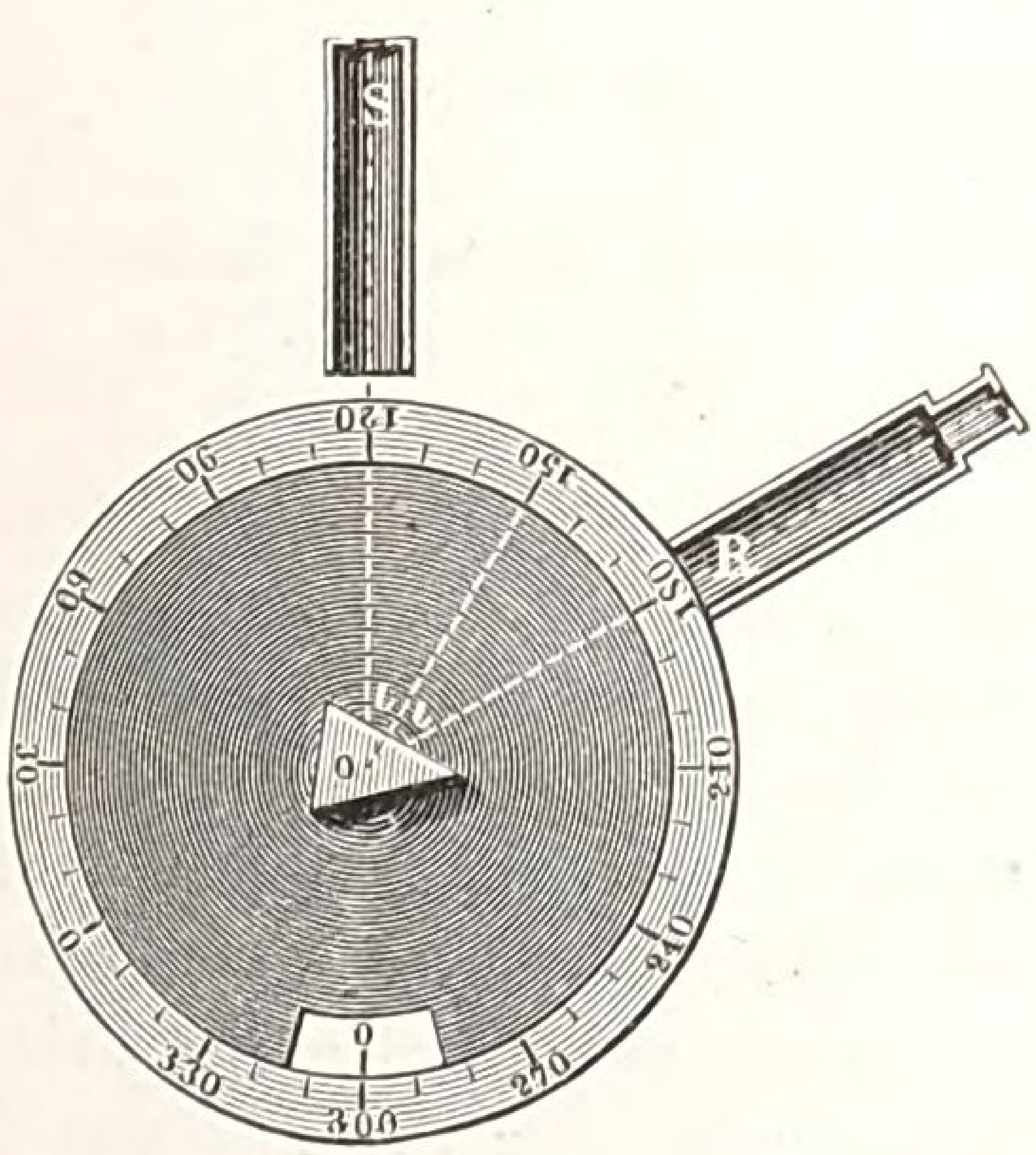
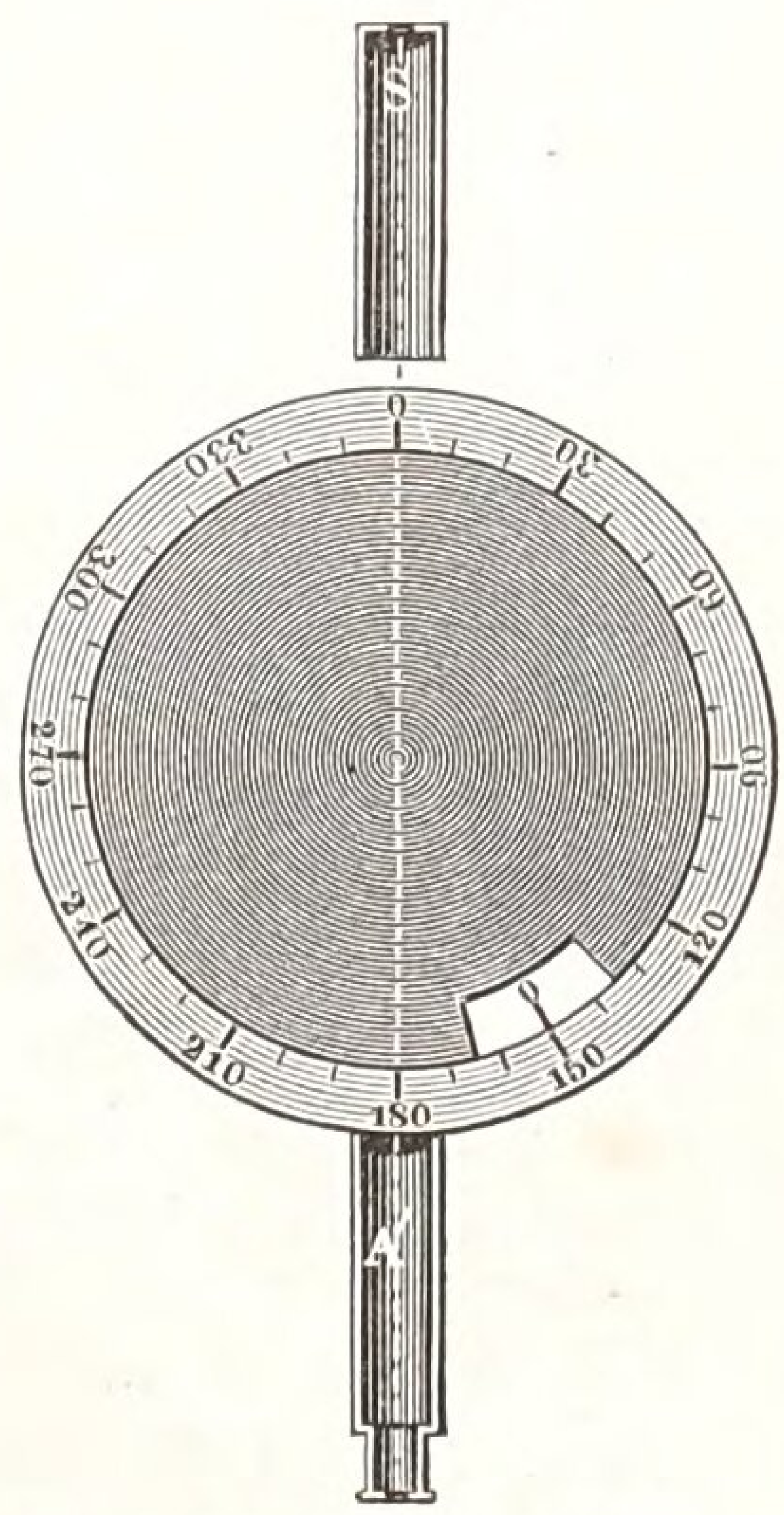


Fig. 154.



rohr die innere Axe dreht, bis die zweite Fläche ebenso reflectirt. Die zugehörige Ablesung sei $= R'$: es ist dann der Kantenwinkel:

$$g = 180 - (R - R').$$

So hat man also in Einer Operation durch die vier Ablesungen A, D, R und R' die drei Winkel δ, i und g gemessen, welche zur Berechnung des Brechungsquotienten nöthig sind, wenn man weder die Minimal-, noch eine rechtwinklige Stellung des Prismas anwenden will. (Dies ist insbesondere wichtig, wenn man bei Krystallen die Lichtgeschwindigkeit nach verschiedenen Richtungen messen will.)

IV. Es hindert aber Nichts, eine der letzteren Stellungen zu benützen.

Man sucht beispielsweise zuerst die Minimalstellung auf und notirt die zugehörige Ablesung $= M$, entfernt das Prisma und sucht die zugehörige Anfangsstellung A', so ist $M - A'$ der Winkel der Minimalablenkung. Oder noch zweckmässiger: Man sucht die beiden symmetrischen Minimalablenkungsstellungen, deren Ablesungen M und M' sind. Es ist dann die Ablenkung $\delta = M' - M - 180$. Man muss nämlich aus der Lage (Fig. 152) zunächst das Prisma mit Nonius um $180 - \delta$ nach rechts drehen, was die Ablesung um $180 - \delta$ vergrössert, dann muss man das Fernrohr um 2δ entgegengesetzt drehen, was die Ablesung wieder um 2δ vergrössert.

Es ist daher:

$$M' = M + 180 - \delta + 2\delta = M + 180 + \delta,$$

also

$$\delta = M' - M - 180.$$

V. Um bei senkrechter Incidenz zu messen, bestimmt man, wie früher gezeigt wurde, $i = 90^0 - \frac{R - A}{2}$ und dreht dann das Prisma um i, indem man den Nonius auf $R - i$ einstellt. (Fig. 156.) Die Stellung D' (Fig. 155) ergiebt dann die zugehörige Ablenkungsstellung, A' (Fig. 154) die zugehörige Anfangsstellung, welche nach Wegnahme des Prismas controlirt werden kann. Während beim Meyerstein'schen Verfahren die Strahlen beim Eintritt gebrochen werden und senkrecht austreten, fallen sie hier senkrecht ein und werden erst beim Austritt gebrochen. Für die Berechnung der Brechungsquotienten dient in beiden Fällen dieselbe Formel.

VI. Sind A und A' zwei verschiedene Anfangsstellungen des Fernrohrs, R und R' die zugehörigen Reflexionsstellungen, so ist stets:

$$A + R = A' + R'$$

und daher

$$i = A + const.$$

Die Richtigkeit dieser Behauptung ergiebt sich aus folgender Ueberlegung:

Drehen wir in Fig. 153 den Nonius aus seiner jetzigen Lage um x Grade in der Richtung gegen das Fernrohr, so wandert

Fig. 155.

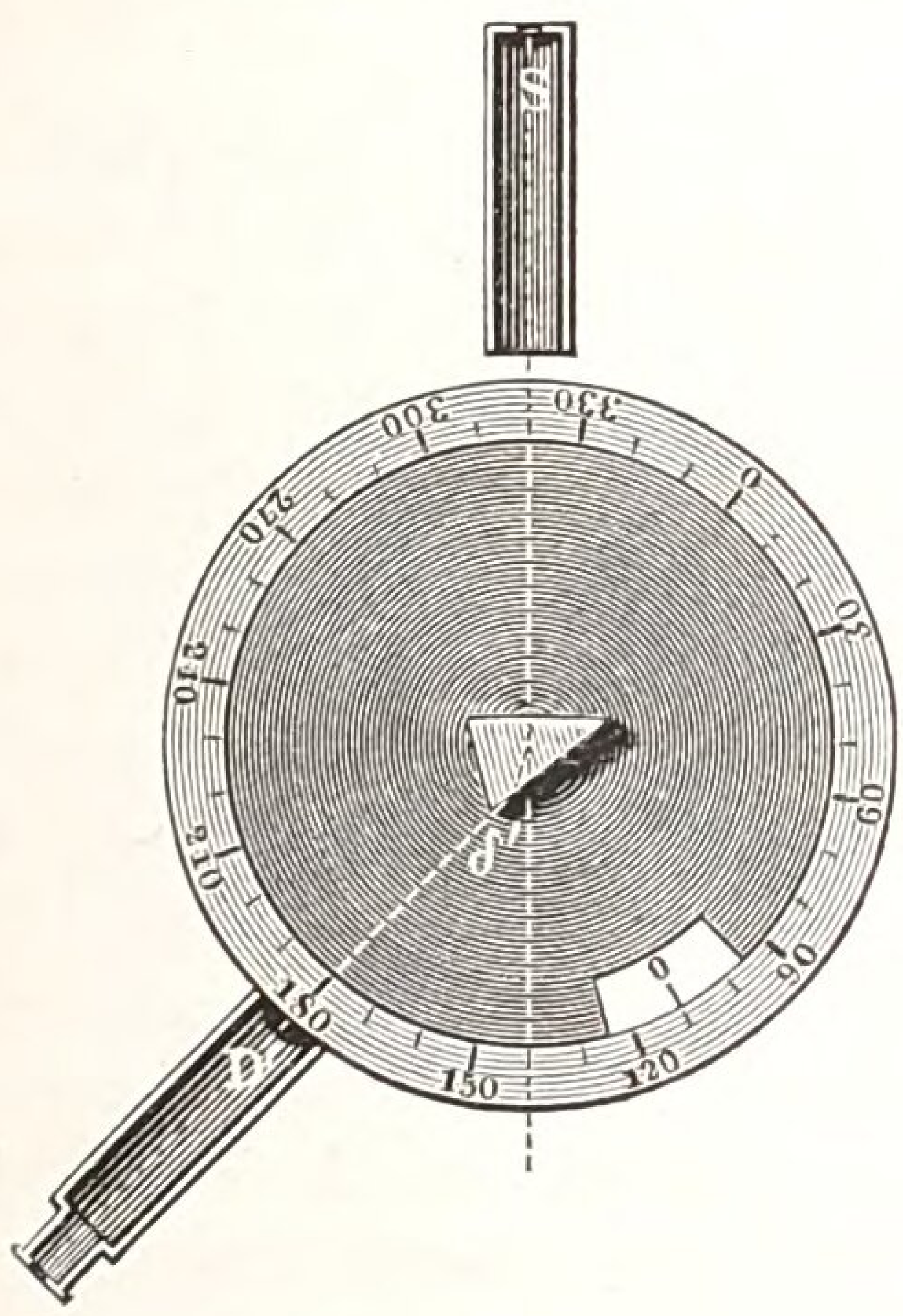
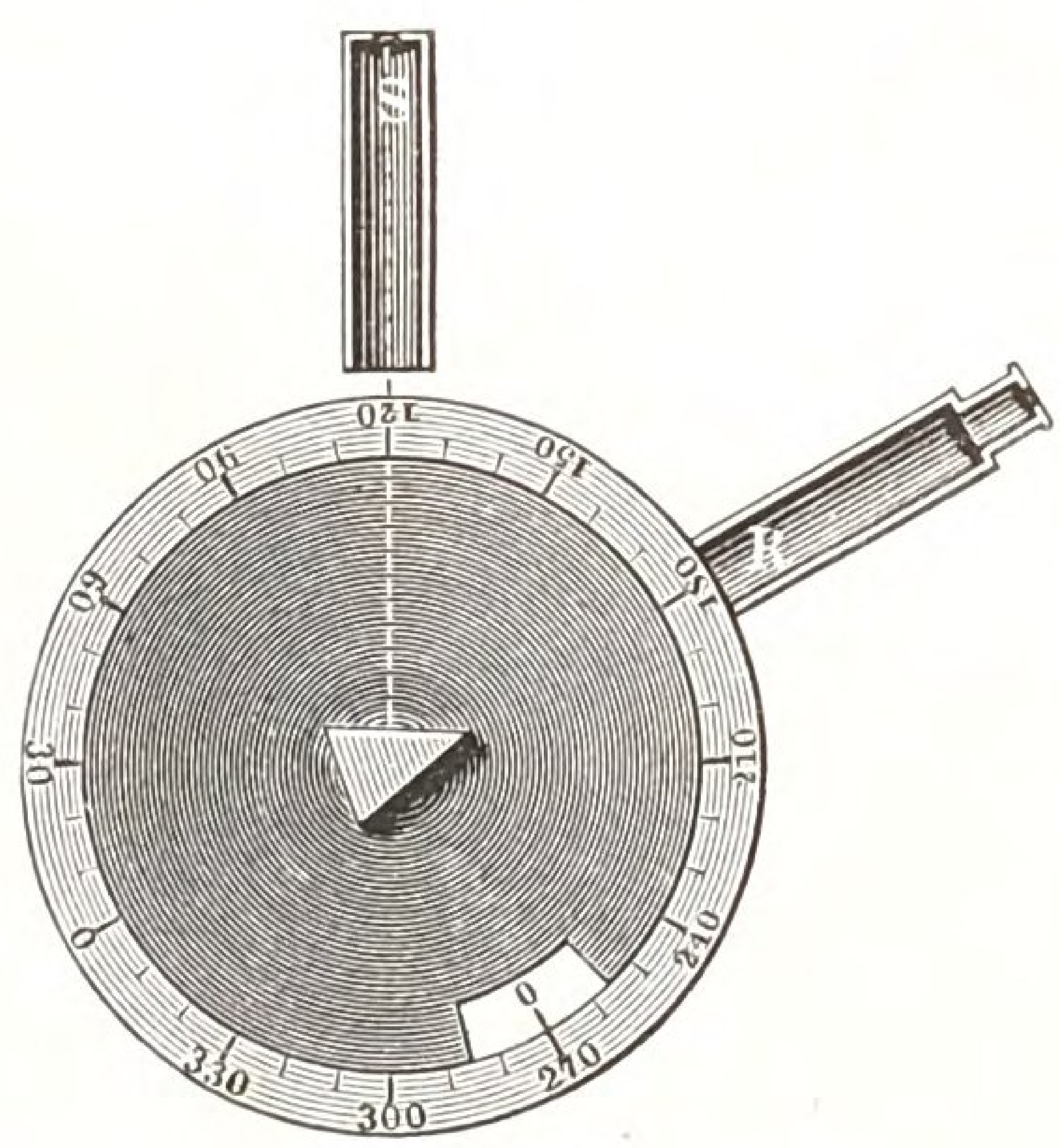


Fig. 156.



der reflectirte Strahl oR um $2x$ Grade in derselben Richtung weiter. Die ursprüngliche Anfangsablesung A wird dadurch, wie aus Fig. 154 zu ersehen, um x verkleinert, also $A' = A - x$, das Fernrohr (der Theilkreis) muss nun, damit es den reflectirten Strahl auffange, um $2x$ gegen das Spaltrohr genähert werden, da aber der Nonius um x ebendahin verschoben ist, so beträgt der Vorsprung des Theilkreises nur x Grade. Es ist daher die Ablesung $R' = R + x$, folglich:

$$A' + R' = (A - x) + (R + x) = A + R = const.,$$

also auch

$$i = 90^0 - \frac{R - A}{2} = A + 90 - \frac{R + A}{2} = A + const.$$

Die Constante behält ihren Werth, so lange das Prisma nicht gegen den Nonius die Lage wechselt. Mittelst dieser Beziehung kann aus der Ablesung A das zugehörige i gefunden werden auch für den Fall, dass man durch das Spaltrohr gehindert ist, sich mit dem Fernrohr in die Richtung des reflectirten Strahls zu stellen.

Anwendung des Spectrometers zur Bestimmung des Brechungsquotienten mittelst totaler Reflexion. 42
Bereits im §. 24 haben wir gezeigt, wie man die totale Reflexion zur Bestimmung

des Brechungsquotienten benutzen kann. Die dort angegebenen Methoden sind durch die Physiker Eilhard Wiedemann (Pogg. Ann. Bd. 158, S. 375), Terquem und Trannin (Pogg. Ann. Bd. 157, S. 302), Christiansen (Pogg. Ann. Bd. 143, S. 205) und Abbe (Tagebl. der Naturforscherversammlung zu Leipzig 1872, S. 34) noch wesentlich erweitert und vervollkommnet worden. Wir wollen hierüber das Wesentlichste mittheilen.

I. Handelt es sich zunächst um den Brechungsquotienten einer Flüssigkeit, so wird dieselbe in ein Kästchen aus parallelen Glaswänden *G* (Fig. 157) gefüllt und letzteres mittelst eines passenden Trägers oder einer Brücke über dem Tischchen des Spectrometers in der Weise fest aufgestellt, dass die Drehungen des Instrumentes dadurch nicht behindert werden. Hierauf wird mittelst der Klemme *k* und des Trägers *CD* eine aus zwei parallelen Glasplättchen, zwischen denen sich eine Luftschichte *B* rings umschlossen eingekittet befindet, zusammengesetzte Doppelplatte in die Flüssigkeit getaucht. Mittelst der Klemme *k*, der beweglichen Theile *C* und *D* und der Stellschrauben des Tischchens wird nun die Platte so orientirt, dass die Drehungsaxe des Instrumentes in die der Spalte zugekehrte Ebene der Platte zu liegen kommt. Fernrohr und Spaltrohr wurden zuvor mit ihren Axen in eine Gerade gestellt, so dass jetzt die

Fig. 157.

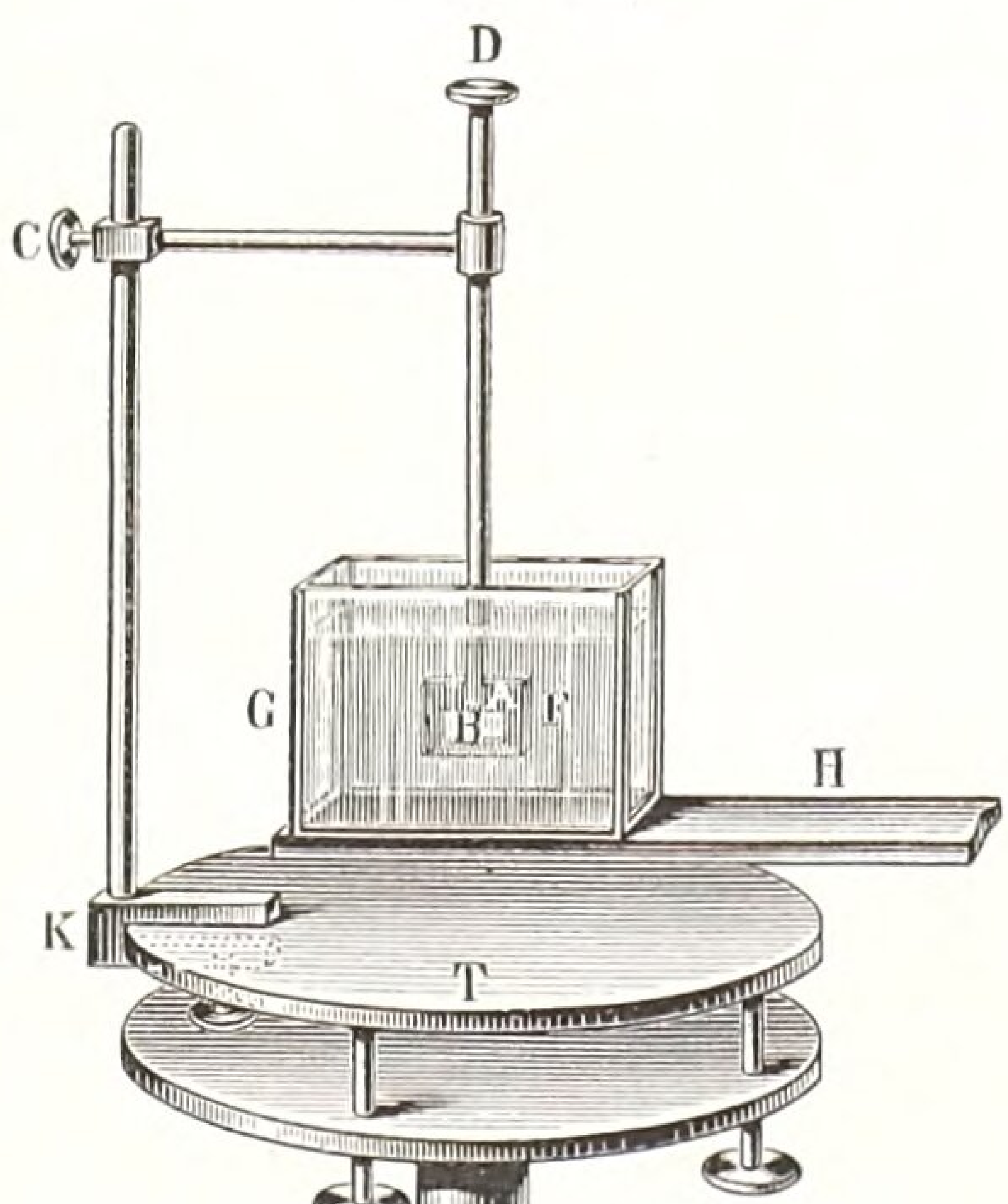
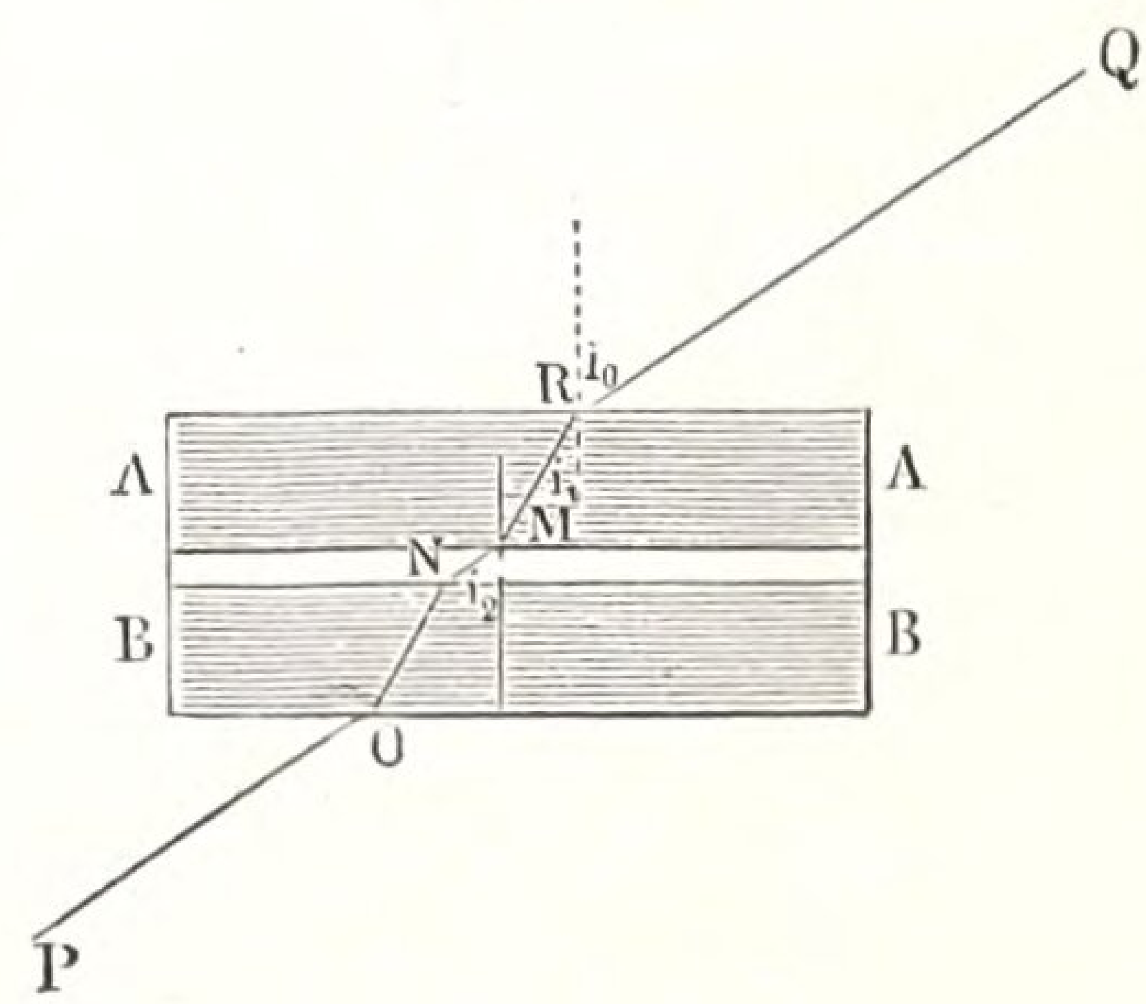


Fig. 158.



Visur auf die Spalte nahe senkrecht durch die Glaswände und die Doppelplatte hindurchgeht. Dreht man nun die innere Axe nach beiden Seiten, so tritt bei bestimmten Noniusstellungen die totale Reflexion ein, die Platte erscheint dunkel.

Fig. 158 stelle nun einen Horizontalschnitt durch die Doppelplatte in vergrössertem Maassstabe vor. Ein Lichtstrahl

mache den Weg Q, R, M, N, O, P durch die fünf aufeinanderfolgenden Medien: Flüssigkeit, Glas, Luft, Glas, Flüssigkeit. Sind i_0, i_1, i_2 die Winkel der Strahlen QR, RM und MN mit den Normalen auf der Vorderfläche von AA, sind ferner n_1 und n_2 die Brechungsquotienten für Luft — Glas und Luft — Flüssigkeit, so ist:

$$\frac{\sin i_0}{\sin i_1} = \frac{n_1}{n_2} \text{ und } \frac{\sin i_2}{\sin i_1} = n_1,$$

woraus

$$n_2 = \frac{\sin i_2}{\sin i_0} \text{ folgt.}$$

Ist nun die Neigung der Platten gegen den einfallenden Lichtstrahl gerade so gross, dass an der Gränze von Glas und Luft totale Reflexion eintritt, so ist $i_2 = 90^0$, also

$$n_2 = \frac{1}{\sin i_0}.$$

Man braucht also nur den Winkel i_0 für den Fall der eben eintretenden totalen Reflexion zu messen, um den Brechungsquotienten Luft-Flüssigkeit berechnen zu können. Dieser Winkel ist offenbar die Hälfte des Drehungswinkels, welchen man nöthig hatte, um aus einer Stellung der totalen Reflexion in die symmetrische Stellung jenseits des Einfallslothes zu gelangen. Man bemerkt dabei deutlich den Einfluss der Dispersion, indem das Dunkelwerden bei Anwendung von weissem Lichte nicht plötzlich, sondern unter Farbenübergängen stattfindet. Zu genauen Messungen muss demnach homogenes Licht angewendet werden.

Die auf der Anwendung der Interferenzstreifen beruhenden weiteren Verfeinerungen der Methode können wir hier noch nicht besprechen.

II. Um den Brechungsquotienten einer durchsichtigen festen Substanz, die in Form eines planparallelen Plättchens gegeben ist, zu bestimmen, verfährt man ganz in ähnlicher Weise, wobei man eine Flüssigkeit von bekanntem, aber grösserem Brechungsquotienten als dem des Plättchens anwendet, z. B. Cassiaöl.

III. Ist der Körper fest und undurchsichtig, aber mit einer spiegelnden Fläche versehen, so beobachtet man im reflectirten Lichte, indem man Spaltrohr und Fernrohr auf dieselbe Seite des Glastroges stellt. Die Berechnung der Resultate in den Fällen II und III bedarf nach dem früher Vorgetragenen keiner weiteren Erläuterung.

43 **Abhängigkeit des Brechungsquotienten von der Farbe des Lichtes, mittlerer Brechungsquotient, totale und partielle Zerstreuung, zerstreuende Kraft, Tabellen genau bestimmter Brechungsquotienten.** Da, wie wir gesehen, der Brechungsquotient für ein und dieselbe Substanz bei verschiedenfarbigem Lichte einen verschiedenen Werth hat, so kann man strenge genommen nicht vom Brechungsquotienten einer Substanz sprechen, ohne zugleich die Lichtsorte anzugeben, auf welche sich der Brechungsquotient bezieht. Die Angabe „rothes, orangefarbiges . . . gelbes Licht" ist ebenfalls noch nicht genügend, weil damit nur Gruppen von einzelnen Lichtsorten verschiedener Brechungsquotienten bezeichnet sind. Besser gelingt die genaue Bezeichnung einer Lichtsorte mittelst der Fraunhofer'schen Linien oder mittelst der farbigen Flammen, die wir durch Einführung von Lithium-, Natrium-, Thallium- etc. Salzen in eine nicht leuchtende Weingeist- oder Gasflamme erhalten. Wenn es mittelst dieser Hilfsmittel auch möglich ist, einzelne Lichtsorten ganz genau zu bezeichnen, so haben wir damit noch keine Methode, *irgend eine* Lichtsorte, welche nicht gerade mit einer Fraunhofer'schen Linie, oder dem Lichte einer farbigen Flamme genau zusammenfällt, bestimmt zu definiren.

Ein solches Mittel werden wir später in der *Wellenlänge* der Lichtsorte kennen lernen. Vorgreifend wollen wir hier bemerken, dass nach Cauchy zwischen der Wellenlänge λ einer Lichtsorte und dem zugehörigen Brechungsquotienten n_λ eine Beziehung gilt von der Form:

$$n_\lambda = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda^2} + \frac{\alpha_3}{\lambda^4},$$

worin α_1, α_2, α_3 . . . für jede Substanz constante Zahlen sind, von denen meistens α_3 und die folgenden klein genug sind, dass man sich mit der Gleichung

$$n_\lambda = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\lambda^2}$$

begnügen kann. Die Constante α_1 ist also der von der Wellenlänge unabhängige Theil des Brechungsquotienten und wird deshalb manchmal statt des letzteren gebraucht, wenn man von der Dispersion absehen will.

Gewöhnlich versteht man jedoch, wenn mit Ausserachtlassung der Zerstreuung vom Brechungsquotienten einer Substanz im Allgemeinen die Rede ist, den *mittleren Brechungsquotienten*. Derselbe ist jedoch nicht das Mittel der Brechungsquotienten der äussersten sichtbaren Strahlen des Spectrums, sondern man bezieht denselben gewöhnlich auf die hellste Stelle im Spectrum an der Gränze von Gelb und Grün; meistens nimmt man dafür den Brechungsquotienten der Fraunhofer'schen Linie E, welche sich im grünen Theile des Spectrums nahe an der hellsten Stelle befindet.

Die Grösse der Zerstreuung, welche ein Prisma hervorbringt, kann aus der Länge des Spectrums erschlossen werden, dessen Längendimen-

sion bei gleichem Abstande des Schirmes vom Zerstreuungswinkel, das ist von dem Winkel abhängt, den die äussersten rothen und violetten Strahlen beim Austritte aus dem Prisma mit einander einschliessen. Da jedoch dieser Winkel so wie der Ablenkungswinkel von der Lage des Prismas und von dem Kantenwinkel desselben abhängt, so stellt man ein hiervon unabhängiges Maass der Zerstreuung auf, indem man dieselbe durch die Differenz der Brechungsquotienten der äussersten Strahlen definirt.

Da ferner die Gränzen des sichtbaren Spectrums nicht scharf bestimmbar sind, so nimmt man an deren Stelle die Fraunhofer'schen Linien A und H oder auch, da die Linie A wegen ihrer Lichtschwäche nur unter günstigen Bedingungen sichtbar ist, die Linien B und H. Bezeichnen also n_B und n_H die Brechungsquotienten einer Substanz für die Linien B und H, so versteht man unter totaler Zerstreuung oder Dispersion die Differenz : $n_H - n_B$; die Differenz zweier beliebiger anderer, näher an einander liegender Brechungsquotienten heisst partielle Dispersion. Die letzte mit z überschriebene Columne der nachfolgenden Tafeln enthält die so berechneten Werthe der totalen Dispersion.

Ausserdem wird noch die Grösse : $\frac{n_H - n_B}{n_E - 1}$ mit dem Ausdrucke: zerstreuende Kraft belegt. Es ist dies das Verhältniss zwischen der totalen Dispersion und dem um 1 verminderten mittleren Brechungsquotienten einer Substanz.

Für die Theorie der Optik, sowie für die Construction optischer Apparate ist die Kenntniss genau bestimmter Werthe der Brechungsquotienten von höchster Wichtigkeit. Wir geben nachfolgend eine kleine Sammlung solcher Werthe:

Die zunächstfolgende Tabelle enthält die Resultate einiger sehr genauer Messungen von Fraunhofer.

Brechende Substanzen.	B	C	D	E	F	G	H	z
Flintglas Nr. 13 .	1·627749	1·629681	1·635036	1·642024	1·648260	1·660285	1·671062	0·043313
Crownglas Nr. 9 .	1·525839	1·526849	1·529587	1·533005	1·536052	1·541657	1·546566	0·020734
Wasser	1·330935	1·331712	1·333577	1·335851	1·337818	1·341293	1·344177	0·013242
Terpentinöl . . .	1·470496	1·471530	1·474434	1·478353	1·481736	1·488198	1·493874	0·023378
Flintglas Nr. 3 . .	1·602042	1·603800	1·608494	1·614532	1·620042	1·630772	1·640373	0·038331
Flintglas Nr. 30 .	1·623570	1·625477	1·630585	1·637356	1·643466	1·655406	1·666072	0·042502
Crownglas Nr. 13	1·524312	1·525299	1·527982	1·531372	1·534337	1·539908	1·544684	0·020372
Flintglas Nr. 23 .	1·626596	1·628469	1·633667	1·640945	1·646756	1·658848	1·669686	0·04309

Eine Reihe sehr genauer Messungen über die Brechungsverhältnisse der wichtigsten Fraunhofer'schen Linien in verschiedenen Körpern hat Baden-Powel gemacht (Pogg. Annal. Bd. LXIX, S. 110). Die folgende Tabelle enthält einige der von ihm gewonnenen Resultate.

	B	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*H*	*z*
Cassiaöl	1·5945	1·5979	1·6073	1·6207	1·6358	1·6671	1·7025	0·1080
Schwefelkohlenstoff .	1·6182	1·6219	1·6308	1·6439	1·6555	1·6799	1·7020	0·0838
Anisöl	1·5486	1·5508	1·5572	1·5659	1·5743	1·5912	1·6084	0·0598
Kreosot	1·5320	1·5335	1·5383	1·5452	1·5515	1·5639	1·5744	0·0424
Alkohol, specif. Gew. 0·815 bei 18·6° C. . .	1·3628	1·3633	1·3654	1·3675	1·3696	1·3733	1·3761	0·0133
Steinsalz	1·5403	1·5415	1·5448	1·5498	1·5541	1·5622	1·5691	0·0288

Die Brechungsquotienten von Salzlösungen weichen nicht bedeutend von denen des reinen Wassers ab, wie man aus der folgenden, ebenfalls den Resultaten von Baden-Powel entnommenen Tabelle sieht.

	B	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*H*	*z*
Wasser	1·3310	1·3320	1·3336	1·3357	1·3380	1·3412	1·3448	0·0138
Lösung von Salmiak .	1·3499	1·3508	1·3529	1·3552	1·3575	1·3617	1·3650	0·0151
„ „ Salpeter .	1·3457	1·3468	1·3487	1·3510	1·3533	1·3586	1·3608	0·0151
„ „ Bittersalz	1·3434	1·3442	1·3462	1·3486	1·3504	1·3540	1·3570	0·0136
„ „ Glaubersalz	1·3392	1·3398	1·3419	1·3442	1·3462	1·3499	1·3528	0·0136
Lösung von salpetersaurem Bleioxyd .	1·3455	1·3461	1·3482	1·3506	1·3528	1·3568	1·3600	0·0145

Die obigen Brechungsquotienten von Wasser gelten für eine Temperatur von 18·75° C. Die übrigen Brechungsquotienten dieser Tabelle beziehen sich auf (wahrscheinlich gesättigte) Lösungen bei einer Temperatur von 22° C.

Für das Faraday'sche Flintglas (104 Bleioxyd, 24 Kieselsäure, 25 Borsäure) sind die Brechungsquotienten der wichtigsten Fraunhofer'schen Linien:

	B	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*H*	*z*
nach Plücker	1·7050	1·7077	1·7148	1·7242	1·7325	1·7498	1·7651	0·0601
nach Dutirou . . .	1·7049	1·7070	1·7144	1·7234	1·7320	1·7486	1·7637	0·0588

Lamy hat das Blei des Flintglases durch Thallium ersetzt. Bei einem specifischen Gewicht von 4·235 bis 5·625 war der Brechungsquotient des Thalliumglases für gelbe Strahlen 1·71 bis 1·96.

Auch bei den Gasen ist eine Dispersion zuerst durch Le Roux sicher nachgewiesen und dann von Ketteler 1865 gemessen worden. Seine Methode können wir hier nicht besprechen. Er benutzte das Licht der Natrium-, Lithium- und Thalliumflamme. Seine Resultate sind nachfolgende:

Name des Gases	Brechungsquotient		
	für das rothe Licht der Lithiumflamme	für das gelbe Licht der Natriumflamme	für das grüne Licht der Thalliumflamme
Gewöhnliche Luft	1·00029367	1·00029470	1·00029567
Trockene Luft .	—	1·00029460	—
Wasserstoff . . .	1·00014228	1·00014294	1·00014356
Kohlensäure . .	1·00044768	1·00044922	1·00045072
Cyangas	1·00077954	1·00078440	1·00078898
Schweflige Säure	1·00068155	1·00068601	1·00069021

Wie man aus diesen Daten ersieht, ist die Zerstreuung bei den Gasen eine sehr geringe, weshalb sie auch lange Zeit hindurch ganz geleugnet wurde.

Abhängigkeit des Brechungsquotienten von Temperatur und Dichte. Ueber den Einfluss der Temperatur und der Dichte auf die Brechungsquotienten der Gase haben wir bereits im §. 26 das Wichtigste angeführt. 44

Bei den tropfbaren Flüssigkeiten haben sich zahlreiche Physiker, unter denen wir Arago, Baden-Powel, Gladstone und Dale, Jamin, Hock, Schrauff, Ad. und E. Weiss, Landolt, Müttrich, J. B. Baille, van der Willigen, R. Rühlmann, A. Wüllner nennen, bemüht, ein Gesetz für den Einfluss der Temperatur und der Dichte auf den Brechungsquotienten aufzustellen. Die Arbeiten, insbesondere der letztgenannten Physiker, haben Folgendes ergeben:

1) Der Brechungsquotient vermindert sich mit wachsender Temperatur und zwar im Allgemeinen um so mehr, je stärker die Flüssigkeit das Licht bricht.

2) Diese Veränderung lässt sich durchaus nicht aus der durch die Temperaturerhöhung bewirkten Dichteveränderung erklären.

3) Ueberhaupt hat sich keines der für den Einfluss der Dichte bisher vorgeschlagenen Gesetze durch die Versuche genau bestätigt.

4) Die Annahme, dass das nach der Formel $\frac{n^2-1}{d}$ berechnete specifische Brechungsvermögen constant sei, ist entschieden unrichtig, dagegen zeigt sich die Grösse $\frac{n-1}{d}$ mit grosser Annäherung, aber ebenfalls nicht genau, constant.

Bezüglich 1) und 2) verweisen wir auf die später mitgetheilten Versuchsergebnisse bei Schwefelkohlenstoff und Wasser.

Bezüglich 2) ist insbesondere bemerkenswerth, dass der Brechungsquotient des Wassers von 0^0 nach aufwärts abnimmt, ohne beim Dichtigkeitsmaximum in der Nähe von 4^0C. eine Abweichung zu zeigen.

Zum Nachweis des Satzes 4) geben wir hier eine Tabelle (a. d. f. S.), welche theils nach Dale u. Gladstone, theils nach Landolt die Temperaturen, Dichten, Brechungsquotienten und die Ausdrücke $\frac{n-1}{d}$, sowie $\frac{n^2-1}{d}$ für einige Flüssigkeiten enthält.

Als n ist in dieser Tabelle nicht ein direct beobachteter Brechungsquotient, sondern jene Grösse α_1 eingeführt, welche wir im vorigen Paragraphen als den von der Wellenlänge unabhängigen Theil des Brechungsquotienten kennen gelernt haben. Wie man sieht, sind die Werthe von $\frac{n-1}{d}$ für ein und dieselbe Substanz wirklich sehr nahe constant, während die Werthe $\frac{n^2-1}{d}$ schon in der zweiten Decimale Abweichungen zeigen. A. Wüllner hat dasselbe für eine Reihe von anderen Flüssigkeiten nachgewiesen. Da überdies bei den Gasen dasselbe Resultat sich ergeben hat, so wurde mehrfach vorgeschlagen, die Bezeichnung

„specif. Brechungsvermögen“ auf den Ausdruck $\frac{n-1}{d}$ zu übertragen.

	Name der Flüssigkeit	Temperatur nach C.	Dichte d	n	$\frac{n-1}{d}$	$\frac{n^2-1}{d}$
nach Dale und Gladstone	Wasser	1^0	1·0001	1·3227	0·3227	0·7495
		15^0	0·9993	1·3228	0·3230	0·7497
		48^0	0·9892	1·3193	0·3227	0·7486
	Schwefelkohlenstoff	$11·0^0$	1·0467	1·5960	0·5694	1·4782
		22·5	1·0325	1·5865	0·5680	1·4714
		36·5	1·0148	1·5753	0·5669	1·4599
nach Landolt	Alkohol	12^0	0·8054	1·3564	0·4426	1·0472
		20	0·7986	1·3532	0·4423	1·0408
		28	0·7917	1·3502	0·4423	1·0396
	Propionsäure . .	18^0	0·9970	1·3772	0·3784	0·8994
		24^0	0·9905	1·3747	0·3783	0·8984
		28^0	0·9861	1·3732	0·3785	0·8981
	Bittermandelöl . .	16^0	1·0496	1·5113	0·4872	1·2233
		20^0	1·0457	1·5094	0·4871	1·2224
		26^0	1·0401	1·5065	0·4870	1·2206

Unter den Flüssigkeiten, deren Brechungsquotienten bei verschiedenen Temperaturen am genauesten untersucht sind, nehmen Schwefelkohlenstoff und Wasser am meisten Interesse in Anspruch, dieses als verbreitetste Flüssigkeit, jener, weil er wegen seiner grossen zerstreuenden Kraft häufig als Prismensubstanz benutzt wird.

Wir geben daher im Nachstehenden die Hauptresultate der auf diese Flüssigkeiten bezüglichen Messungen.

Nach den Versuchen von Dale und Gladstone (Phil. Magaz. Ser. IV, T. XVII, p. 222) sind Folgendes die zusammengehörigen Werthe der Temperatur und der Brechungsquotienten von Wasser und Schwefelkohlenstoff für die Fraunhofer'schen Linien A, D und H.

Wasser.

Temperatur	Brechungs-index für A	Brechungs-index für D	Brechungs-index für H	$n_H - n_A$
0	1·3293	1·3330	1·3438	0·0145
10	1·3288	1·3327	1·3434	0·0146
20	1·3279	1·3320	1·3427	0·0148
40	1·3257	1·3297	1·3405	0·0148
80	1·3178		1·3321	0·0143

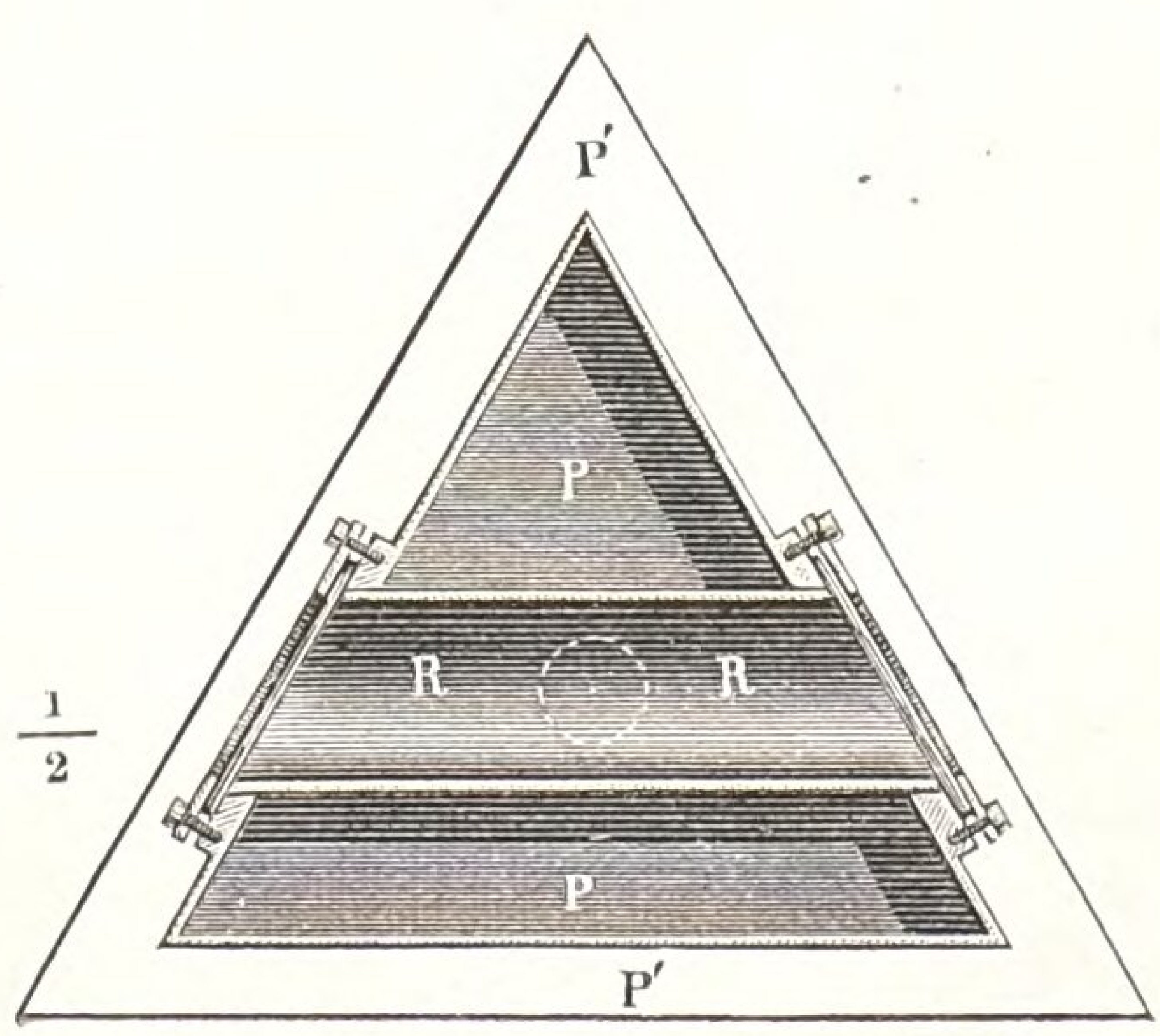
Schwefelkohlenstoff.

0	1·6217	1·6442	1·7175	0·0958
10	1·6144	1·6346	1·7081	0·0937
20	1·6076	1·6261	1·6993	0·0917
30	1·5995	1·6180	1·6896	0·0901
42	1·590	1·6083	1·6778	0·0878

Um an einem Beispiele zu zeigen, in welcher Weise man die Brechungsquotienten einer Flüssigkeit bei verschiedenen Temperaturen bestimmen kann, wollen wir das Wesentlichste über die Rühlmann'schen Messungen und ihre Methode hier mittheilen (Pogg. Ann. Bd. CXXXII).

Das Hohlprisma, welches Rühlmann zu seinen Versuchen anwandte, ist in Fig. 159 in horizontalem Durchschnitt dargestellt. Eine messingene, innen vergoldete Röhre von ungefähr 2 Centimeter Durchmesser ist auf beiden Seiten so abgeschnitten, dass die beiden Schnittflächen einen Winkel von 60° mit einander machen und zur Axe des Rohres symmetrisch stehen. Diese Röhre ist in der durch die Figur erläuterten Weise in die Seitenwände eines Hohlprismas P von Messingblech eingelöthet, dessen Wände an der Eintritts-

Fig. 159.



stelle des Rohres R bedeutend verstärkt sind. Der Messingring, welcher die Mündung des Rohres umgiebt, ist vollkommen eben abgeschliffen, so dass man eine Platte von geschliffenem Spiegelglas auflegen und andrücken kann, wie man aus der Figur ersieht. Der Druck, welcher die Glasplatten andrückt, darf nur ein ganz geringer sein, damit sie nicht im mindesten verbogen werden. Das Rohr R ist oben mit einer Oeffnung von 1 cm Durchmesser versehen, dessen Projection in unserer Figur durch einen punktirten Kreis angedeutet ist und durch welche ein Thermometer in das Rohr eingeführt werden kann. Das Rohr R wird mit der zu untersuchenden Flüssigkeit, das Hohlprisma P mit irgend einer beliebigen Flüssigkeit gefüllt, welche lediglich den Zweck hat, allzurasche Temperaturänderungen der Flüssigkeit in R zu verhindern.

Das Hohlprisma P mit der Röhre R wird nun in ein weiteres Hohlprisma P' eingesetzt, dessen Seitenwände den Mündungen des Rohres R gegenüber durchbrochen sind. Auch der Boden des Hohlprismas P' ist so weit durchbrochen, dass die Flamme einer untergestellten Weingeistlampe den Boden des Hohlprismas P bespült. Der Zwischenraum zwischen den Seitenwänden von P und P' wird mit Baumwolle ausgefüllt.

Das eben besprochene Hohlprisma wurde nun mittelst eines Dreifusses gehörig centrirt auf den horizontalen Kreis eines Theodolits aufgestellt, dessen Höhenkreis nebst Fernrohr abgenommen worden war. In Fig. 160 stellt T den Grundriss des Theodolits und P das Prisma dar. Dicht neben dem Theodolit war ein Universalinstrument U so

Fig. 160.

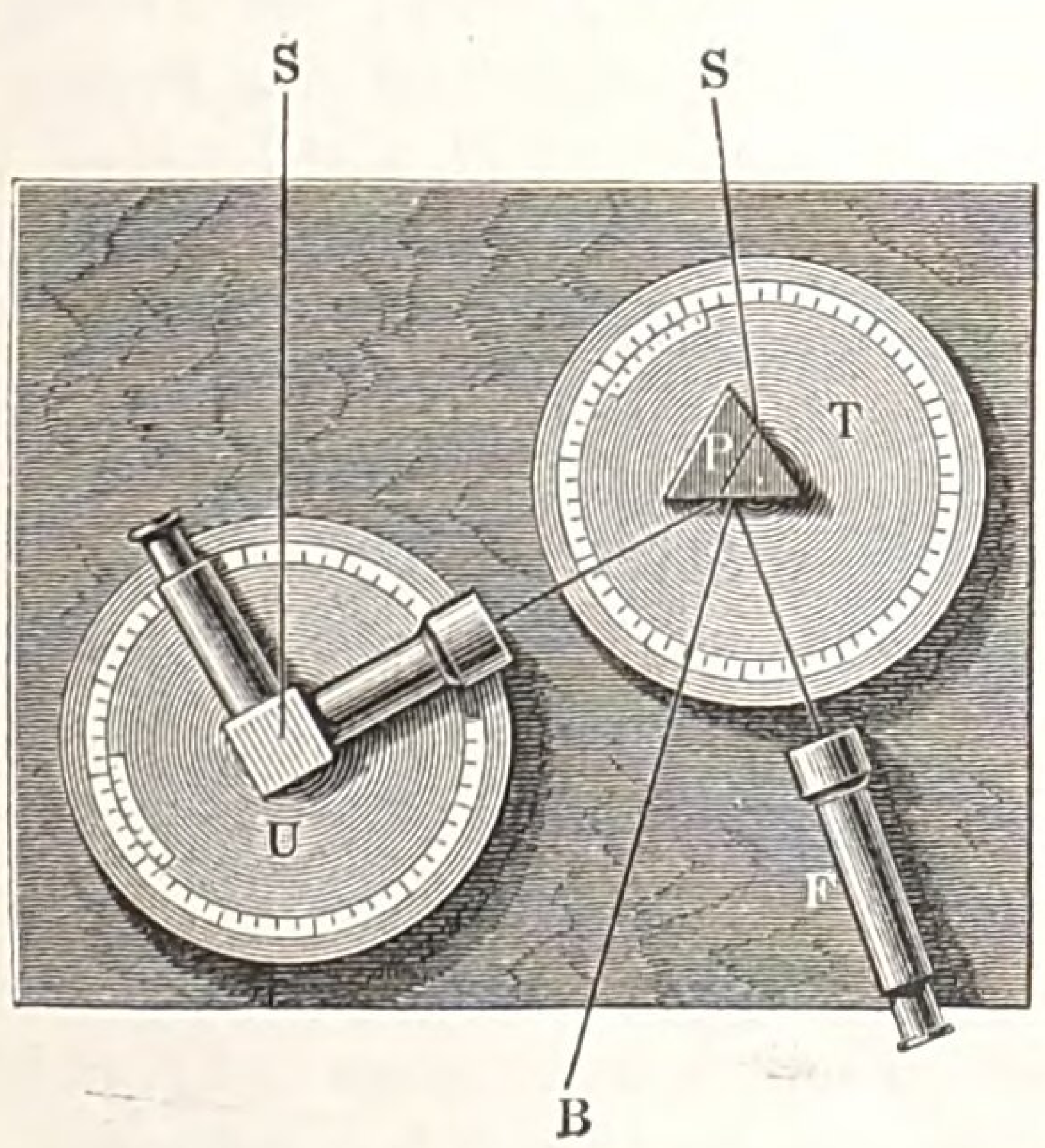
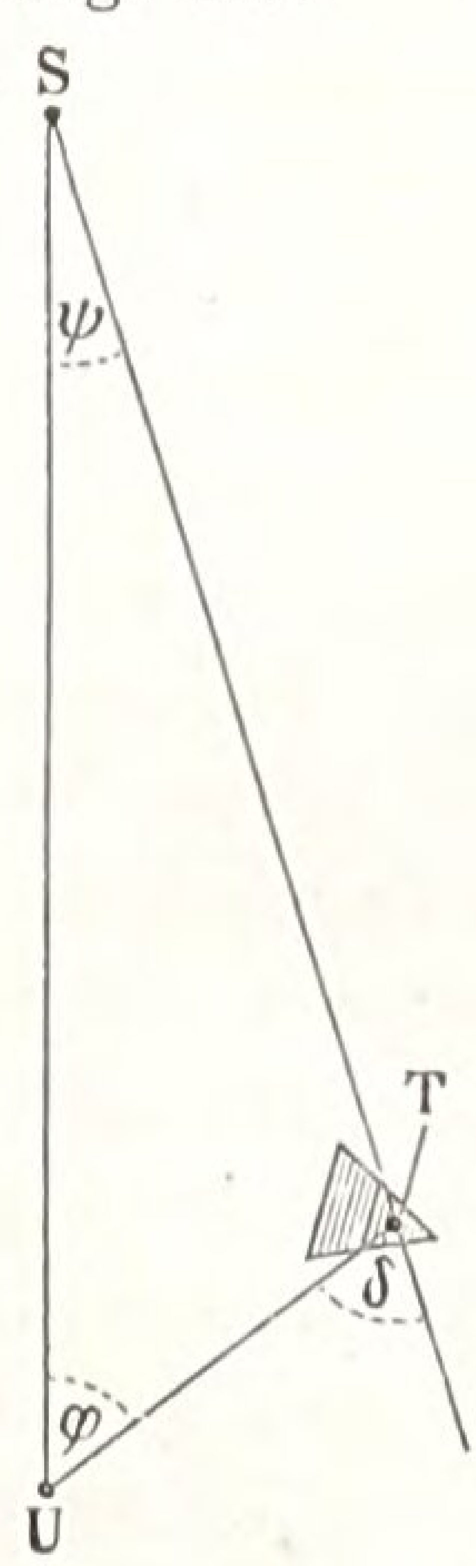


Fig. 161.



aufgestellt, dass die Drehungsaxe seines gebrochenen Fernrohres in gleicher Höhe mit dem Prisma stand, und dass die von einem entfernten Spalt herkommenden, unter dem Minimum der Ablenkung aus dem Prisma austretenden Strahlen auf das Objectiv des gebrochenen Fernrohrs fielen.

Als Lichtquelle diente eine Spalte S, Fig. 161, welche in gleicher Höhe mit dem Prisma P in einer ungefähr 8 Meter entfernten Wand angebracht war und hinter welcher eine entweder durch Kochsalz gelb, oder durch Lithium roth, oder durch Thallium grün gefärbte Flamme aufgestellt wurde.

Nachdem nun das Prisma so gestellt war, dass bei einer bestimmten Erwärmung der in ihm enthaltenen Flüssigkeit die von S kommenden Strahlen das Minimum der Ablenkung erfuhren, wurde am Universalinstrument der Winkel φ gemessen, welchen die aus dem Prisma austretenden Strahlen mit der vom Mittelpunkt von U nach S gehenden Linie machten. Der Winkel δ, um welchen die vom Spalt S kommenden Strahlen durch das Prisma abgelenkt werden, ist aber

$$\delta = \varphi + \psi.$$

Der Werth von ψ ergiebt sich aber aus der bekannten trigonometrischen Formel

$$tang\ \psi = \frac{UT . sin\ \varphi}{US - UT\ cos\ \varphi}.$$

Die Entfernung UT war 337, US aber 7790 Millimeter.

Um die Brechungsquotienten zu berechnen, muss aber ausser dem Minimum der Ablenkung δ auch noch der brechende Winkel des Prismas bekannt sein. Da es möglich war, dass der brechende Winkel des Prismas sich mit der Temperatur änderte, so war die Einrichtung getroffen, dass man zwischen den Ablenkungsbeobachtungen für jede beliebige Temperatur den Winkel des Prismas messen konnte. Zu diesem Zweck war auf derselben Steinplatte, welche U und T trug, ein Fernrohr F fest aufgestellt, durch welches man in der Vorderfläche des Prismas das Spiegelbild eines entfernten, in der Richtung TB befindlichen Blitzableiters beobachtete. Hatte man das Spiegelbild der einen Fläche eingestellt und den Nonius abgelesen, so brauchte man nur den Horizontalkreis von T so weit zu drehen, dass das Spiegelbild der zweiten Prismenfläche am Fadenkreuz erschien und abermals abzulesen, um auf die bekannte Weise den brechenden Winkel des Prismas zu finden.

Es ergab sich, dass der brechende Winkel des Prismas sich mit der Temperatur nicht merklich ändert, während das Minimum der Ablenkung bei steigender Temperatur merklich abnimmt.

Auf die Details der Beobachtung und der Berechnung können wir hier nicht weiter eingehen. Die folgende kleine Tabelle, welche ein Auszug aus den von Rühlmann mitgetheilten Resultaten ist, giebt die Brechungsquotienten des Wassers für verschiedene Temperaturen.

Temperatur nach Réaumur	Lithium-linie	Natrium-linie	Thallium-linie
0°	1·33154	1·33374	1·33568
20	1·33033	1·33250	1·33439
40	1·32690	1·32901	1·33081
60	1·32194	1·32397	1·32581
80	1·31647	1·31853	1·32083

Rühlmann berechnet aus seinen Resultaten für die Brechungsquotienten folgende empirische Gleichungen, welche wir, da sie auf Réaumur'sche Grade bezogen sind, daneben auch auf Celsiusgrade umgerechnet aufführen.

Brechungsquotient des Wassers nach Rühlmann:

für das rothe Licht der Lithiumflamme:

$$n = 1{\cdot}33154 - 0{\cdot}000003072\, t^2 + 0{\cdot}0000000001123\, t^4 \text{ (Réaumur)}$$
$$n = 1{\cdot}33154 - 0{\cdot}000001966\, t^2 + 0{\cdot}0000000000460\, t^4 \text{ (Celsius),}$$

für das gelbe Licht der Natriumflamme:

$$n = 1{\cdot}33374 - 0{\cdot}000003147\, t^2 + 0{\cdot}0000000001205\, t \text{ (Réaumur)}$$
$$n = 1{\cdot}33374 - 0{\cdot}000002014\, t^2 + 0{\cdot}0000000000514\, t^4 \text{ (Celsius),}$$

für das grüne Licht der Thalliumflamme:

$$n = 1{\cdot}33568 - 0{\cdot}000003267\, t^2 + 0{\cdot}0000000004176\, t^4 \text{ (Réaumur)}$$
$$n = 1{\cdot}33568 - 0{\cdot}000002091\, t^2 + 0{\cdot}0000000001710\, t^4 \text{ (Celsius),}$$

n ist hierbei der Brechungsquotient in Wasser aus Luft von 335''' Druck und 7° R. Temperatur [755·68 mm und 5·6° C.].

A. Wüllner hat aus seinen Messungen (Pogg. Ann. Bd. CXXXIII) für dieselbe Beziehung folgende Gleichung abgeleitet:

$$n_\lambda = 1{\cdot}326067 - 0{\cdot}000099\, t + \frac{0{\cdot}30531}{\lambda^2},$$

worin λ wiederum die Wellenlänge der betreffenden Lichtsorte in Millimetern bedeutet. Um diese Angabe auf die von Rühlmann benutzten Lichtsorten zu reduciren, müsste man für λ der Reihe nach die Wellenlängen des Lithium-, Natrium- und Thalliumlichtes einsetzen, welche die Werthe: 0·0006706, 0·0005892 und 0·0005349 besitzen.

Von Interesse ist es, zu erfahren, wie der Brechungsquotient der Flüssigkeiten sich ändert, wenn man ihre Dichte nicht durch Temperaturänderung, sondern durch Erhöhung des Druckes modificirt. Nachdem früher Jamin aus seinen diesbezüglich an Wasser angestellten Versuchen den Schluss gezogen, dass hierbei die brechende Kraft $n^2 - 1$ des gedrückten Wassers seiner Dichte proportional, also $\frac{n^2-1}{d}$ constant bleibe, hat neuerdings Mascart (Compt. rend. 1874) ein abweichendes Resultat erhalten. Indem er nämlich umgekehrt aus der Aenderung des Brechungsquotienten beim Drucke den Compressionscoefficienten berechnete, erhielt er unter Annahme:

1) dass $\frac{n^2-1}{d}$ constant bleibe, den Compressionscoefficienten $= 0{\cdot}0000518$,

2) dass $\frac{n-1}{d}$ „ „ „ „ $= 0{\cdot}0000453$.

Nach Grassi beträgt derselbe bei derselben Temperatur (15° C.): 0·0000471.

Dieser Werth liegt zwischen den beiden anderen, jedoch drei Mal näher an dem zweiten als am ersten.

Bei den festen Körpern ist die Aenderung des Brechungsquotienten mit der Temperatur resp. der Dichte eine sehr geringe. Aus den Versuchen von Stefan (Ber. d. Wiener Acad. Bd. LXIII) und denen von Fizeau geht hervor, dass der Brechungsquotient bei den meisten Körpern mit wachsender Temperatur, also mit abnehmender Dichte zunimmt, bei wenigen, z. B. Flussspath, dagegen abnimmt.

45 **Abhängigkeit des Brechungsquotienten von der Zusammensetzung der brechenden Substanz.** In §. 26 haben wir bereits darauf hingewiesen, dass sich zwischen der chemischen Zusammensetzung der Gase und ihrem Brechungsquotienten bis jetzt kein allgemeiner Zusammenhang hat auffinden lassen, dass jedoch der Brechungsquotient von Gasgemischen sich aus jenen der Bestandtheile auf Grund der Annahme berechnen lasse, dass die brechende Kraft des Gemisches gleich sei der Summe der brechenden Kräfte der Bestandtheile. Die von Arago u. Dulong aufgestellte Regel dürfte nun, nachdem inzwischen gezeigt worden, dass nicht die Grösse $\frac{n^2-1}{d}$, sondern $\frac{n-1}{d}$ bei Dichteänderungen constant bleibe, dahin modificirt werden, dass die Grösse $n - 1$ an Stelle der brechenden Kraft $n^2 - 1$ substituirt, mithin derselbe Zusammenhang angenommen wird, wie wir ihn sogleich auch für die tropfbaren Flüssigkeiten kennen lernen werden.

Bei den tropfbaren Flüssigkeiten haben die sehr zahlreichen und sorgfältigen Arbeiten mehrerer Physiker, wie z. B. Ad. und E. Weiss,

Hock und Oudemanns, Landolt, Wüllner, Börner u. A. folgendes Resultat ergeben:

1) Die frühere Annahme, dass bei Mischungen von Flüssigkeiten das nach der Formel $\frac{n^2-1}{d}$ berechnete Brechungsvermögen derselben constant bleibe, hat sich nicht bestätigt.

2) Die Annahme, dass bei der Mischung die Grösse $\frac{n-1}{d}$ constant bleibe, ist zwar ebenfalls nicht genau richtig, kann aber als angenähert richtig betrachtet werden.

Mischt man demnach p_1 Massentheile einer Flüssigkeit vom Brechungsquotienten n_1 und der Dichte d_1 mit p_2 Massentheilen einer Flüssigkeit mit dem Brechungsquotienten n_2 und der Dichte d_2, und hat das Gemisch die Dichte D und den Brechungsquotienten N, so ist meistens mit grosser Annäherung:

$$\frac{N-1}{D}(p_1 + p^2) = \frac{n_1-1}{d_1}p_2 + \frac{n_2-1}{d_2}p_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Wir bemerken hierzu noch Folgendes: Die früheren Untersuchungen gingen von der unbegründeten Annahme aus, dass die Gemische von Säuren mit Wasser, sowie die Salzlösungen, mechanische Gemenge seien, in welchen noch immer die zusammengemischten Bestandtheile als solche mit ihrem ihnen eigenthümlichen Brechungsvermögen enthalten seien. Später wurde von chemischer Seite darauf aufmerksam gemacht, dass die Säuren und Salze mit Wasser eine Reihe chemischer Verbindungen, Hydrate, eingehen und es wurde daher eine sprungweise Veränderung des Brechungsvermögens (sowie der übrigen physikalischen Eigenschaften) von Hydrat zu Hydrat vermuthet und nachzuweisen versucht. Ich selbst habe dann darauf aufmerksam gemacht, dass in Folge übereinandergreifender Dissociationen diese Gemische im Allgemeinen kein reines Hydrat enthalten, sondern ein Gemisch von mindestens zweien mehr oder weniger weit zersetzten Hydraten, deren Mischungsverhältniss nach Temperatur und Gehalt äusserst complicirten Gesetzen folgt und dass daher durchaus keine einfache Beziehung zwischen Gehalt und physikalischen Eigenschaften, also auch zwischen Zusammensetzung und Brechungsvermögen zu erwarten sei. Dies schliesst nicht aus, dass die Gleichung 1) in angenäherter Weise bestehe und zwar am ehesten bei Gemischen solcher Substanzen, welche gegen einander chemisch möglichst indifferent sind. So fand z. B. Landolt die Brechungsquotienten einer Reihe von Gemischen von Kohlenstoffverbindungen sehr nahe übereinstimmend mit den aus Gleichung 1) berechneten Werthen. Um dies zu zeigen, theilen wir hier die Resultate bezüglich zweier solcher Gemische in der nachfolgenden Tabelle mit:

Name der Flüssigkeit	Massen	Dichten	Brechungsquotient für die Linie C		Differenz
			beobachtet	berechnet	
Aethylalkohol	23	0·8011	1·3605		
Amylalkohol	88	0·8135	1·4057		
Mischung	111	0·8104	1·3961	1·3960	0·0001
Essigsäure	30	1·0518	1·3706		
Buttersäure	44	0·9610	1·3953		
Mischung	74	0·9930	1·3850	1·3847	0·0003

Die Uebereinstimmung ist hier eine so grosse, dass man versucht wäre, daraus auf die volle Richtigkeit des empirischen Gesetzes nach Gleichung 1) zu schliessen.

Allein schon Landolt hat darauf hingewiesen, dass von einer theoretischen Richtigkeit derselben schon deshalb keine Rede sein kann, weil die Brechungsquotienten für andere Strahlen gemäss dem Dispersionsgesetze sich nicht gerade so ändern, dass die Gleichung 1) erfüllt bleibt. Ausserdem ändern sich die Brechungsquotienten mit der Temperatur ebenfalls in einer Weise, dass, wenn die Gleichung 1) für eine gewisse Temperatur gilt, sie für andere Temperaturen nicht mehr genau zutrifft. In dieser Hinsicht haben insbesondere die sorgfältigen Messungen von Wüllner über die Brechungsquotienten verschiedener Gemische endgiltig entschieden. Durch die in seinem Laboratorium ausgeführten Messungen Börner's wurde auch für Gemische von Salzlösungen die angenäherte Richtigkeit der Gleichung 1) nachgewiesen.

Sehr interessant ist die Entdeckung Landolt's, dass sich nach Gleichung 1) auch die Brechungsquotienten eigentlicher chemischer Verbindungen oft mit grosser Annäherung bestimmen lassen, ja er versuchte sogar, in sinnreicher Weise durch Bestimmung der Brechungsquotienten der Verbindungen für mehrere verschiedenfarbige Strahlen so viele Gleichungen zu gewinnen, dass er daraus die procentische Zusammensetzung der aus den Elementen C, H und O zusammengesetzten Verbindungen berechnen konnte. (Landolt's optische Analyse von Flüssigkeitsgemischen Lieb. Ann. IV. Supplem. Bd. 1864.)

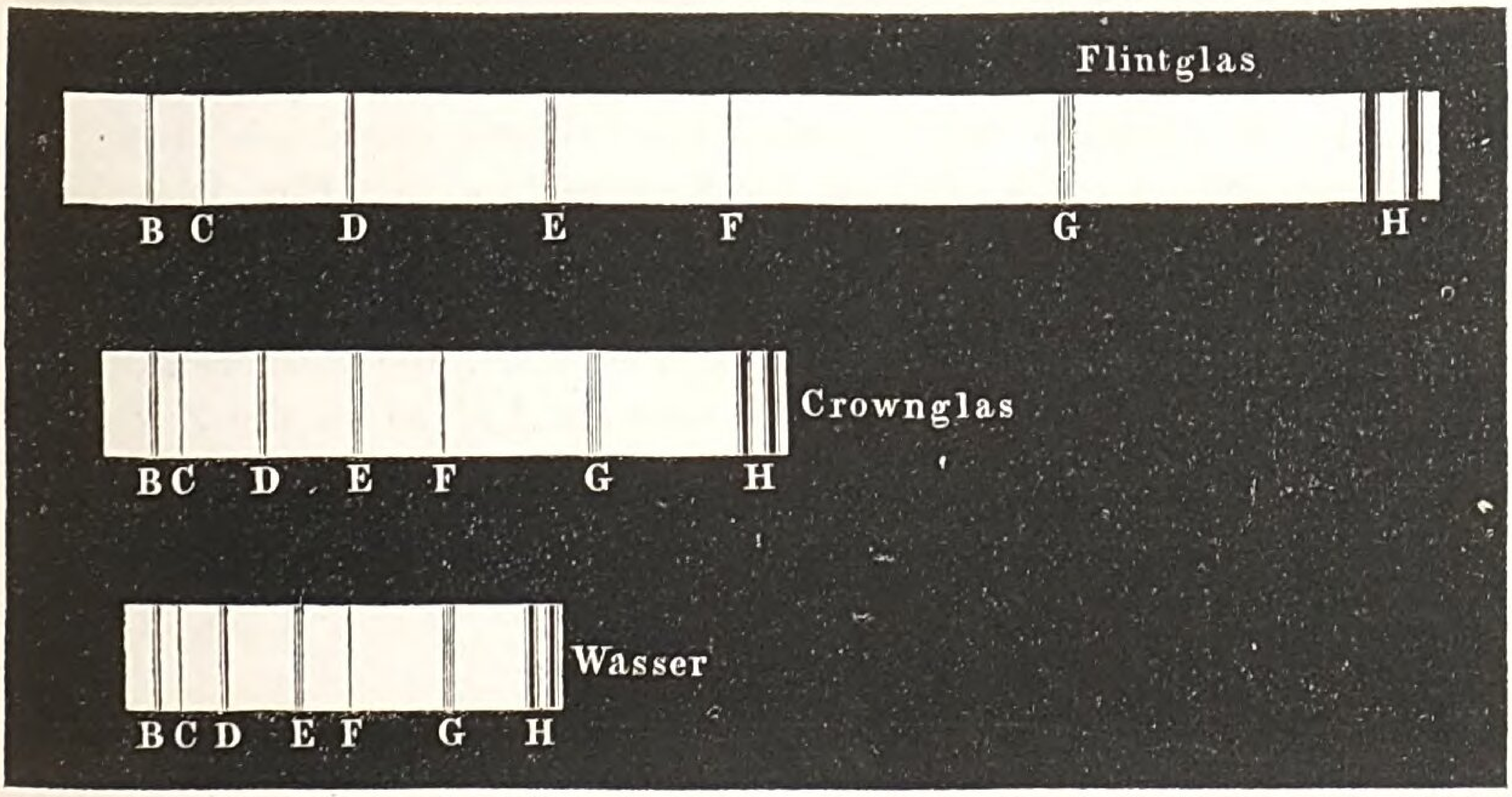
Leider scheitert die allgemeine Anwendbarkeit dieser Methode an dem Umstande, dass eben die zu Grunde gelegte Beziehung nicht allgemein giltig ist.

Bei den festen Körpern ist es noch gar nicht gelungen, allgemeine Beziehungen zwischen Zusammensetzung und Brechungsquotienten aufzufinden. Da überdies die chemisch reinen festen Substanzen meistens krystallisirt sind und dann meistens nach verschiedenen Ebenen einen verschiedenen Brechungsquotienten besitzen, so wird hierdurch die zu lösende Aufgabe eine viel complicirtere als für die tropfbaren Flüssigkeiten.

Die relative Lage der Farben und der Fraunhofer'schen Linien in den Spectren verschiedener Prismen. 45 Entwirft man mittelst mehrerer Prismen, welche zwar den gleichen brechenden Winkel besitzen, aber aus verschiedenen Substanzen, z. B. aus Flintglas, Crownglas und Wasser gebildet sind, reine Sonnenspectra auf einem Schirme, so erscheinen dieselben von verschiedener Länge, ungefähr so, wie es Fig. 162 darstellt.

Es ist nun stets möglich, diese Spectra auf gleiche Länge zu bringen, sei es durch Veränderung des brechenden Winkels, sei es durch

Fig. 162.

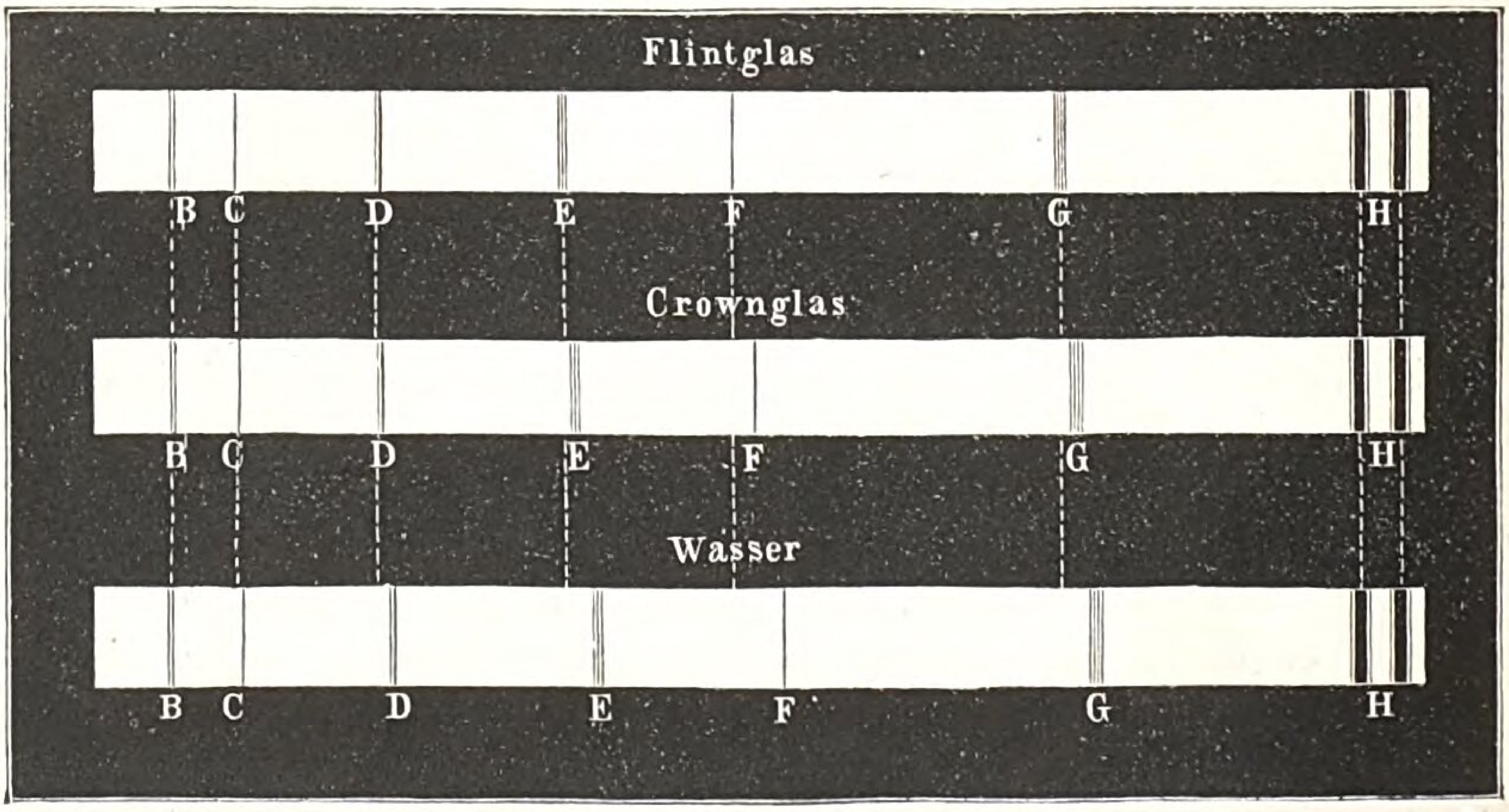


Drehung der Prismen, sei es durch Aenderung des Schirmabstandes. Wir denken uns, um einem möglichen Einwurfe zu begegnen, das letzte Mittel zur Anwendung gebracht, weil wir bei demselben sicher sind, dass alle Theile des betreffenden Spectrums genau gleichmässig vergrössert oder verkleinert werden.

Denken wir uns nun diese drei Spectra, nachdem wir sie auf die gemeinschaftliche Länge des Flintglasspectrums gebracht haben, parallel so übereinander angeordnet, dass die Linien B und H in eine Verticale zu liegen kommen, so erhalten wir ungefähr den Anblick der Figur 163 (a. f. S.), aus welcher wir ersehen, dass die Spectra durchaus nicht identisch sind. Von F bis B ist im Wasserspectrum so weit, als von F bis H, im Crownglasspectrum ist BF kleiner als FH, im Flintglasspec-

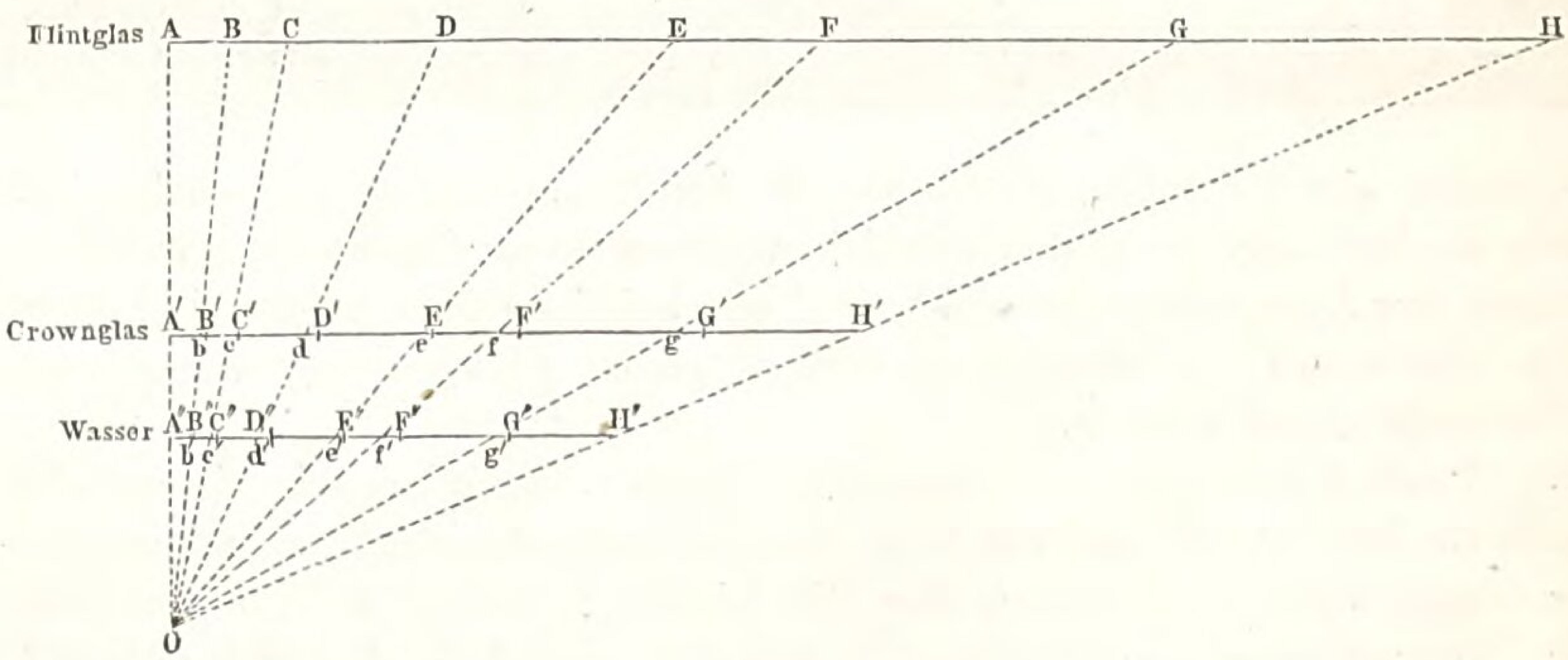
trum noch kleiner. Das Flintglas zerstreut also verhältnissmässig mehr den brechbareren Theil, das Wasser mehr den minder brechbaren Theil des Spectrums.

Fig. 163.



Ohne die Spectren der verschiedenen Prismen auf gleiche Länge zu reduciren, könnten wir mittelst der Construction der Fig. 164 diesen Sachverhalt darstellen. Es stelle AH das Flintglasspectrum vor. Wir ziehen $AO \perp AH$ und verbinden den beliebigen Punkt O der Linie AO mit H. Es muss dann immer möglich sein, die kürzeren Spectra des Crownglases und des Wassers parallel zu AH so in die Zeichnung einzutragen, dass die Enden A', A'' und H', H'' in die Verbindungslinien AO und HO zu liegen kommen. Wäre nun die innere Anordnung

Fig. 164.



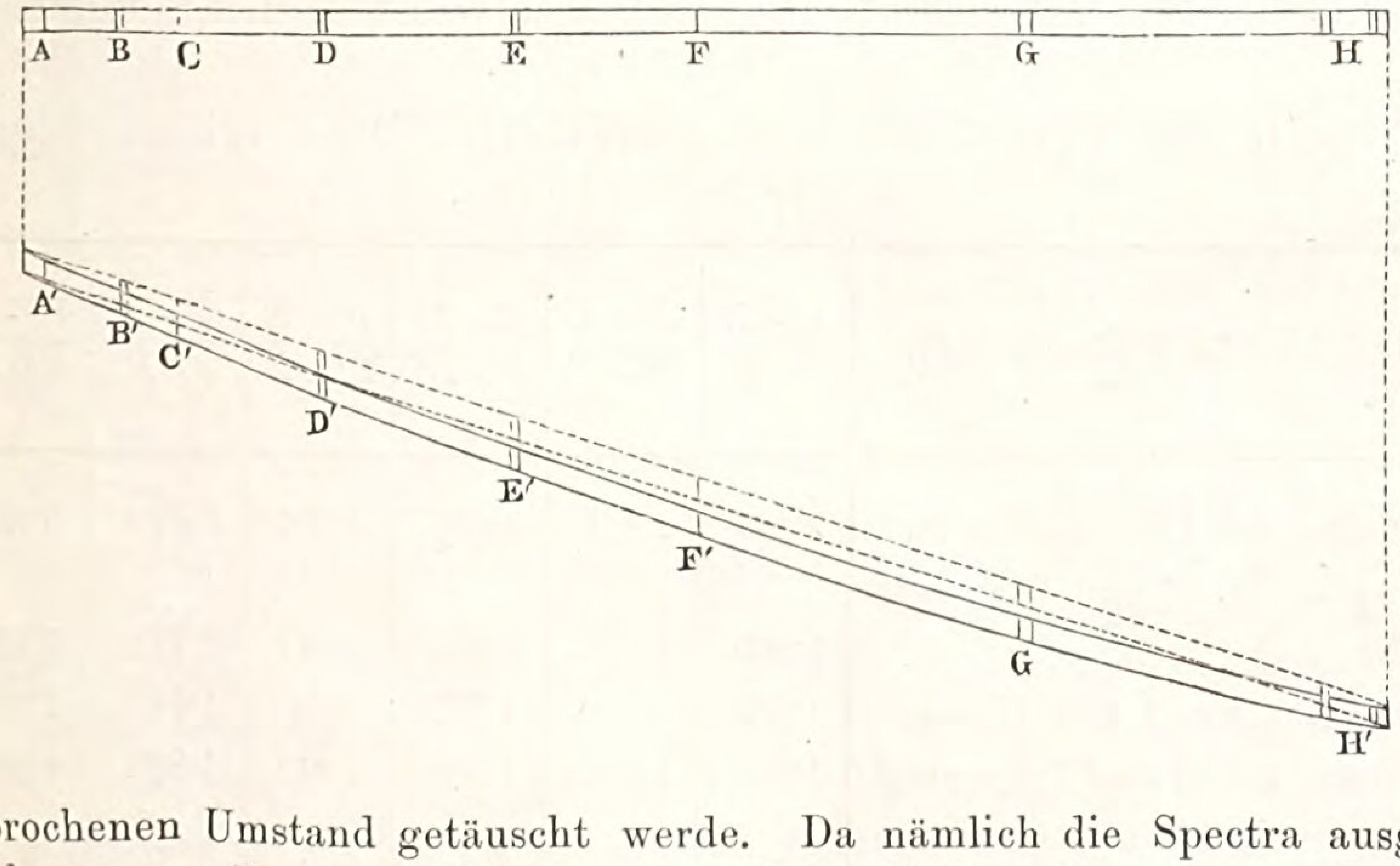
der Fraunhofer'schen Linien in allen Spectren eine proportionale, so müssten dieselben beim Crownglasspectrum auf die Durchschneidungs-

punkte von $B\,O$, $C\,O$, $D\,O$ etc. mit $A'\,H'$, welche Punkte mit b, c, d etc. bezeichnet sind, zu liegen kommen. Ebenso müssten im Wasserspectrum die Punkte b', c', d' etc. die Orte der Fraunhofer'schen Linien sein. Dieselben befinden sich jedoch in beiden Spectren nach rechts verschoben, ungefähr so, wie es die grossen Buchstaben der Figur andeuten. Bei den Spectren anderer Substanzen ist die Anordnung im Allgemeinen wieder eine andere.

So wie die Lage der Fraunhofer'schen Linien, so wechselt auch die Lage und die Abgränzung der Farben und zwar so, dass dieselben Linien stets auf dieselben Farben treffen.

Wir ersehen hieraus, dass die Ablenkungen, welche die einzelnen farbigen Lichtsorten durch Prismen verschiedener Substanzen erleiden, durchaus nicht einander proportional sind. Experimentell lässt sich dies am einfachsten mittelst der gekreuzten Spectra nachweisen. Wir haben dieses Experiment bereits Seite 141, Fig. 134, beschrieben. Dort dachten wir uns das durch ein Prisma entworfene Spectrum $A\,V$ durch ein senkrecht dazu gestelltes Prisma von derselben Substanz betrachtet, wobei wir wieder ein geradliniges schiefgestelltes Spectrum $R\,S$ erhalten mussten. Diesmal denken wir uns durch ein Flintglasprisma das Spectrum $A\,H$, Fig. 165, entworfen und nun dasselbe durch ein senkrecht dazu gestelltes Wasserprisma angesehen. Statt eines geradlinigen Spectrums nach der gestrichelten Lage erhalten wir ein abwärts gekrümmtes Spectrum, womit die Abweichung von der Proportionalität der Ablenkungen erwiesen ist. Bei Anstellung dieses Versuches hat man darauf zu achten, dass man nicht durch einen bereits Seite 83 be-

Fig. 165.



sprochenen Umstand getäuscht werde. Da nämlich die Spectra ausgedehnter zur Kante des Prismas paralleler Linien ohnehin eine Krümmung zeigen müssen, welche die Concavität der Kante zukehrt, so könnte hierdurch die Krümmung des gekreuzten Spectrums $A'\,H'$ an-

nähernd neutralisirt oder überwogen werden. Man darf daher das erste Spectrum $A\,H$ nicht zu ausgedehnt anwenden oder nicht aus zu grosser Nähe betrachten.

Da die Grösse der Ablenkung der einzelnen Lichtsorten für verschiedene Substanzen unter sonst gleichen Umständen vom Brechungsquotienten abhängt, so werden wir die eben betrachteten Dispersionsverschiedenheiten am besten dadurch zum Ausdruck bringen, dass wir die Verhältnisse der partiellen Dispersionen für verschiedene Substanzen berechnen. Aus der Tabelle, Seite 167, entnehmen wir z. B.

Brechungsquotient von Flintglas Nr. 13 für die Linie $C = 1{\cdot}629681 = n_C$

Brechungsquotient von Flintglas Nr. 13 für die Linie $B = 1{\cdot}627749 = n_B$

Partielle Dispersion von Flintglas zwischen B und C . . . $= 0{\cdot}001932 = n_C - n_B$

Brechungsquotient von Wasser für die Linie $C = 1{\cdot}331712 = n'_C$

Brechungsquotient von Wasser für die Linie $B = 1{\cdot}330935 = n'_B$

Partielle Dispersion von Wasser zwischen B und C . . . $= 0{\cdot}000777 = n'_C - n'_B$.

Hieraus folgt für das Verhältniss der partiellen Dispersionen der Werth:

$$\frac{n_C - n_B}{n'_C - n'_B} = \frac{0{\cdot}001932}{0{\cdot}000777} = 2{\cdot}486.$$

Die nachfolgende Tabelle enthält eine Sammlung so berechneter Werthe der Dispersionsverhältnisse zwischen verschiedenen Substanzen.

Tabelle der Verhältnisse der partiellen Dispersionen für mehrere Substanzen.

Brechende Substanzen	$\frac{C-B}{C'-B'}$	$\frac{D-C}{D'-C'}$	$\frac{E-D}{E'-D'}$	$\frac{F-E}{F'-E'}$	$\frac{G-F}{G'-F'}$	$\frac{H-G}{H'-G'}$
Flintglas Nr. 13 und Wasser .	2·486	2·871	3·073	3·193	3·640	3·726
Flintglas Nr. 13 und Crownglas Nr. 9	1·900	1·956	2·044	2·047	2·145	2·195
Crownglas Nr. 9 und Wasser .	1·349	1·468	1·503	1·560	1·613	1·697
Flintglas Nr. 13 und Terpentinöl	1·868	1·844	1·883	1·843	1·861	1·899
Flintglas Nr. 3 und Crownglas Nr. 9	1·729	1·714	1·767	1·808	1·914	1·957
Crownglas Nr. 13 und Wasser	1·309	1·436	1·492	1·518	1·604	1·651

Man ersieht aus dieser Tabelle, dass die Verhältnisse der partiellen Dispersionen für verschiedene Intervalle des Spectrums sehr verschieden ausfallen können, wie z. B. für Flintglas Nr. 13 und Wasser, wo dieses Verhältniss von 2·486 bis 3·726 sich ändert; dass in anderen Fällen diese Aenderung wieder eine verhältnissmässig geringe ist, wie z. B. bei Flintglas Nr. 13 und Terpentinöl, wo sie nur von 1·843 bis 1·899 reicht. Wir werden im folgenden Capitel die grosse praktische Bedeutung dieses Umstandes nachweisen.

Newton war in dem Irrthume befangen, dass die zerstreuende Kraft stets dem (mittleren) Brechungsquotienten proportional sei, dass also die Länge des Spectrums in dem nämlichen Verhältnisse grösser sei, als die Ablenkung desselben. Nachdem man diesen Irrthum erkannt und wahrgenommen, dass die Fraunhofer'schen Linien mit sammt den Farbengränzen von Substanz zu Substanz eine gewisse unregelmässige Beweglichkeit gegen einander besitzen, hielt man doch immer an der Ansicht fest, dass wenigstens die Aufeinanderfolge der Linien und der Farben an jene Reihe gebunden sei, wie sie in den gewöhnlichen Spectren des Glases und der meisten Flüssigkeiten beobachtet wird, so dass also die rothen Strahlen stets die wenigst brechbaren, die violetten die stärkst brechbaren, die übrigen von mittlerer Brechbarkeit seien. Durch die merkwürdigen Entdeckungen C. Christiansen's in Kopenhagen (Novbr. 1870) wurde jedoch bewiesen, dass auch dies nicht als ausnahmslose Regel zu betrachten sei, sondern dass es Substanzen gebe, deren Spectra eine ganz andere Folge der Farben und der Linien enthalten. Wir kommen auf dieses Verhalten in dem Capitel über „Anomale Dispersion" zu sprechen.

Prismensysteme ohne Zerstreuung. (Achromatische Prismen.) Es handelt sich hier um die Aufgabe, ein Prismensystem zu construiren, welches einen hindurchgehenden weissen Lichtstrahl zwar ablenkt, aber nicht in seine Farben zerstreut, vielmehr alle farbigen Theilstrahlen mit gleicher Ablenkung, mithin unter sich parallel austreten lässt. Ein solches System wird ein achromatisches Prisma genannt. 46

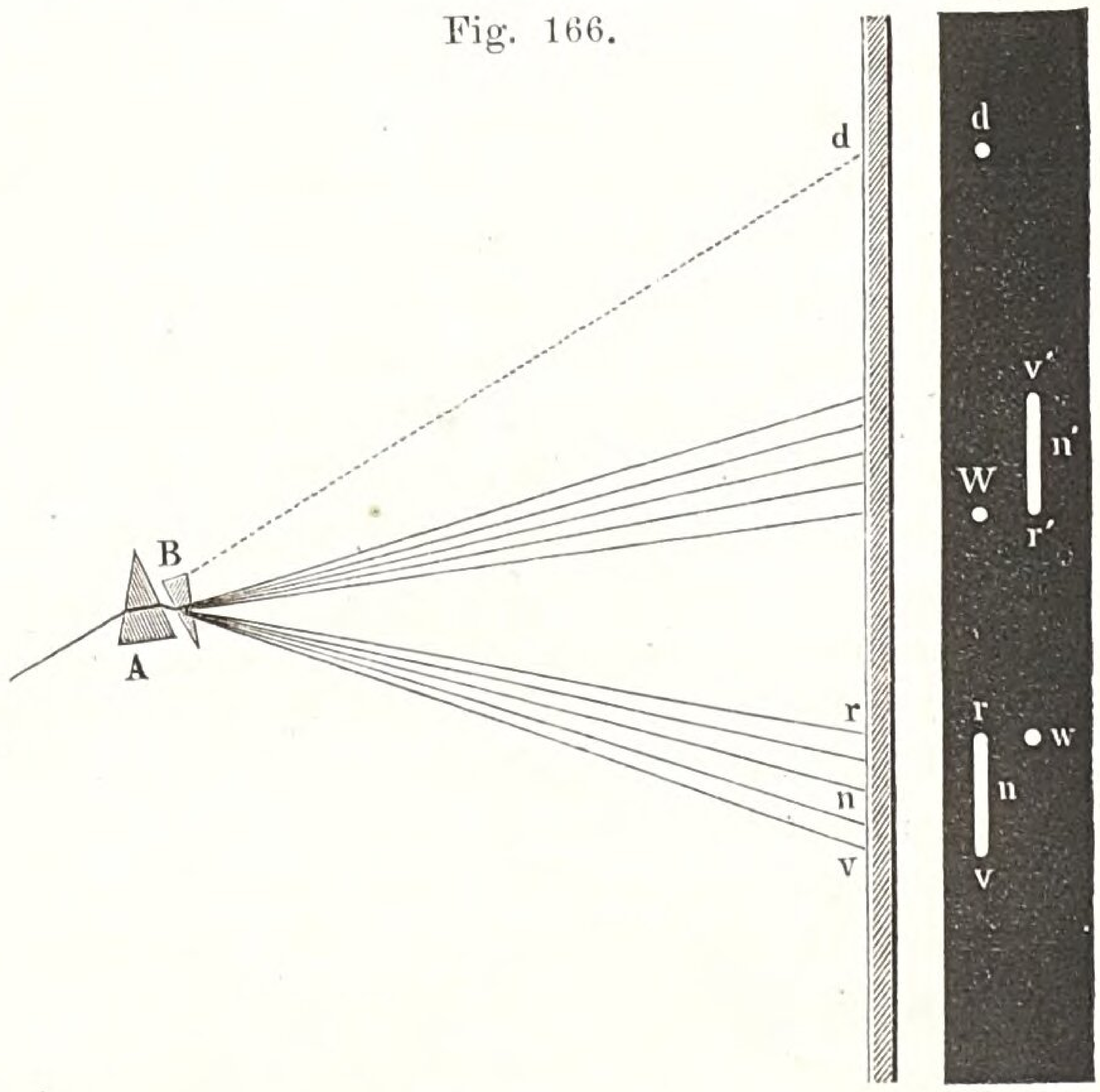
Newton hielt den Achromatismus für unmöglich, weil er, wie bemerkt, der irrigen Ansicht war, dass die Zerstreuung verschiedener Substanzen der mittleren Ablenkung proportional sei, was, wie wir im vorigen Paragraphen erfahren haben, nicht der Fall ist.

Die Grundidee der Construction achromatischer Prismen ist folgende: Man wählt aus verschiedenen Substanzen zwei Prismen von solchem Kantenwinkel, dass die Zerstreuung beider gleich gross, hingegen die Ablenkung der mittleren Strahlen ungleich gross ist. Indem man dann die beiden Prismen in entgegengesetzter Lage verbindet, compensirt man die Zerstreuung des ersten durch die ebenso grosse entgegengesetzte Zerstreuung des zweiten Prismas. Es wird dann von der Ablenkung des ersten Prismas nur ein Theil durch die kleinere Ablenkung des zweiten aufgehoben, bleibt mithin ein Rest von Ablenkung übrig. Zwei

hierzu geeignete Substanzen sind Flintglas und Crownglas. Da ersteres viel mehr zerstreut als letzteres, so muss es möglich sein, ein Prisma mit kleinerem Kantenwinkel aus Flintglas zu construiren, welches nur eben so stark zerstreut, wie das Crownglasprisma mit grösserem Winkel. Es lenkt dann letzteres stärker ab als ersteres.

Fig. 166 soll dazu dienen, die Wirkungsweise achromatischer Prismen anschaulicher zu machen. Auf das Crownglasprisma A falle ein

Fig. 166.



Bündel Sonnenstrahlen, welches bei ungehemmtem Fortgange bei d ein weisses Sonnenbildchen erzeugt haben würde. Das Prisma A würde für sich allein, von diesem weissen Strahlenbündel getroffen, ein Spectrum in $r\,n\,v$ erzeugen.

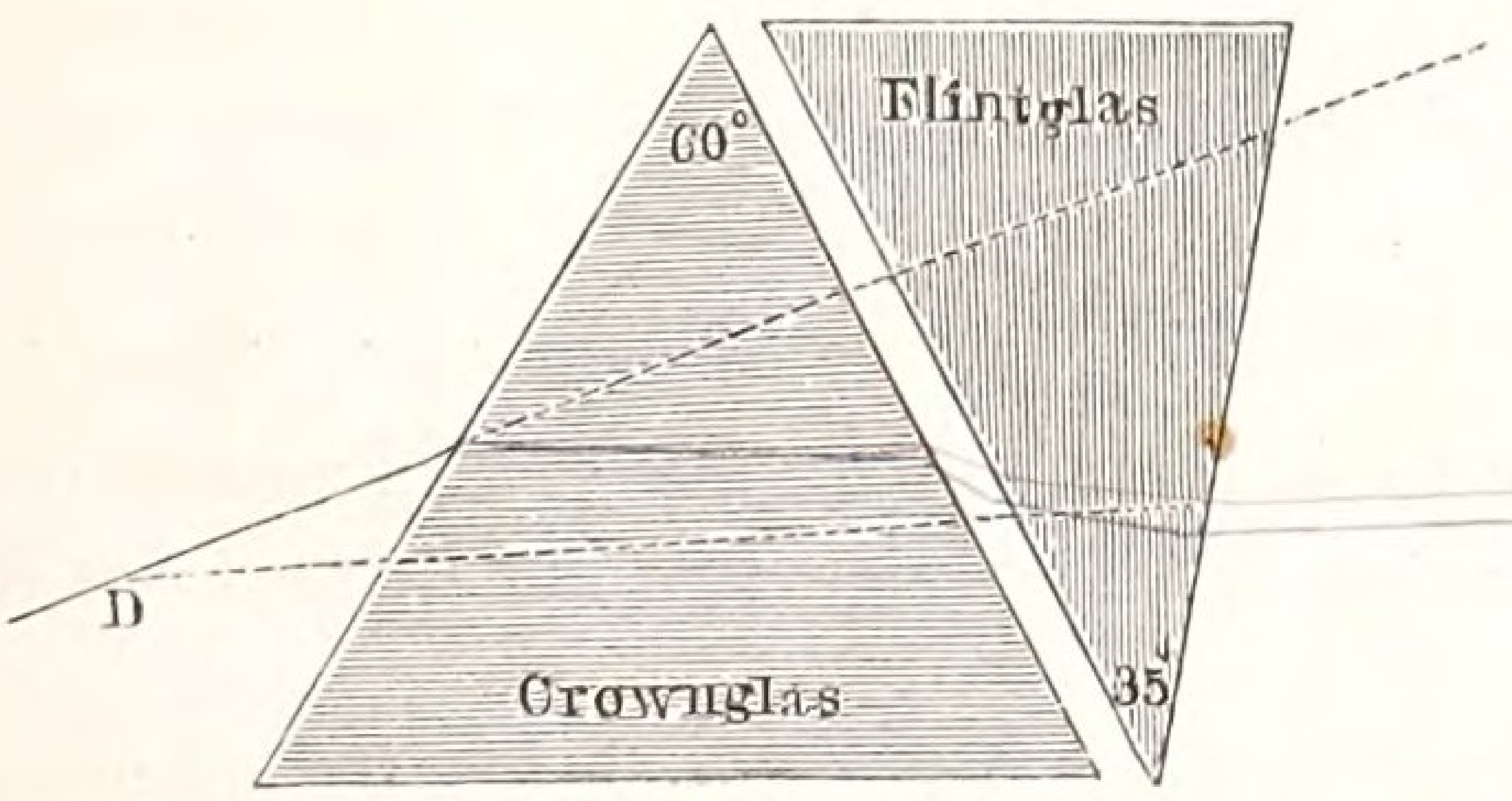
Die vom Prisma A aus divergirenden Strahlen treffen aber nun auf das Flintglasprisma B, welches bei geringerer Ablenkung ein eben so breites Spectrum zu erzeugen im Stande ist als A. Fiele nun, von dem ersten Prisma ausgehend, in der Richtung nach r hin ein weisses Strahlenbündel auf das Prisma B, welches ohne Unterbrechung fortgehend in r ein weisses Sonnenbildchen w erzeugt haben würde, so würde dieses weisse Strahlenbündel durch das Prisma B in ein Spectrum $r'\,v'$ verwandelt worden sein, welches bei entgegengesetzter Ordnung der Farben genau dem Spectrum $r\,v$ gleich ist. Durch das Prisma B werden also die rothen Strahlen um $w\,r'$, die grünen um $w\,n'$, die violetten um $w\,v'$ von dem Punkte abgelenkt, in welchem sie ohne dieses zweite Prisma die Wand getroffen hätten.

Nun aber fällt auf das Prisma B ein divergirendes Strahlenbündel; die rothen Strahlen gehen nach r, die grünen nach n, die violetten nach

v, und alle diese Strahlen werden um die eben angegebene Grösse abgelenkt. Die rothen Strahlen, welche ohne Dazwischenkunft des Prismas B nach r gelangt wären, werden nun in einem um den Abstand $w\,r'$ höheren Punkte, also in W, die Wand treffen. Die violetten Strahlen, welche ohne das Prisma B nach v gelangt wären, werden durch den Einfluss des Prismas B um $w\,v'$ nach oben gelenkt, und da $W v = w v'$, so werden also die violetten Strahlen auf denselben Punkt W fallen, in welchem auch die rothen Strahlen eintreffen. An dieselbe Stelle fallen aber (sehr nahe) auch die grünen Strahlen, da $w n'$ (sehr nahe) $= W n$; ebenso die gelben, blauen etc., kurz alle Strahlen, welche ohne Dazwischenkunft des zweiten Prismas B das Spectrum $r\,v$ gebildet haben würden, werden durch das Prisma B (sehr nahe) in W vereinigt, es muss also hier ein weisses Sonnenbildchen entstehen. Das ursprünglich nach d hin gerichtete weisse Strahlenbündel wird also durch die combinirten Prismen in der Art abgelenkt, dass bei W wieder ein farbloses Sonnenbildchen entsteht.

Fig. 167 zeigt in grösserem Maassstabe den Verlauf der äussersten rothen und violetten Strahlen im achromatischen Prismensystem. Es ist

Fig. 167.



(abgesehen von der Lichtintensität) gleichgiltig, ob die beiden Prismen durch eine dickere Luftschicht getrennt, oder etwa zusammengekittet sind, wenn nur der Zwischenraum parallel begränzt ist.

Um die Brechungsquotienten der Glassorten und die Grösse der Kantenwinkel berechnen zu können, müssen wir die Aufgabe vereinfachen. Da nämlich die Grösse der Ablenkung, sowie der Zerstreuung, mit dem Einfallswinkel sich ändert und zwar bei beiden Prismen in ungleicher Weise, so ist zunächst klar, dass, streng genommen, eine Prismencombination nur bei einer bestimmten Richtung der durchgehenden Strahlen achromatisch sein kann. Da glücklicherweise in der Nähe der Minimalablenkungsstellung ziemlich grosse Drehungen des Prismas doch nur geringe Aenderungen in der Ablenkung hervorbringen, so wird auch der Achromatismus durch solche Drehungen verhältnissmässig wenig gestört, so dass wir den Einfluss des Einfallwinkels hier vernachlässigen können.

Wir wollen, um eine erste Annäherung zu gewinnen, annehmen, dass wir mit so kleinen Kanten- und Einfallswinkeln zu thun haben,

dass wir ohne allzugrossen Fehler die Sinus der Winkel den Winkeln selbst proportional setzen dürfen.

Ferner würde ein vollkommener Achromatismus verlangen, dass die relative Anordnung der Farben innerhalb der Spectren der einzelnen Prismen eine gleiche sei, was, wie wir erfahren, im Allgemeinen nicht der Fall ist. Wir untersuchen deshalb zunächst nur die Bedingungen für den parallelen Austritt zweier einzelner Lichtsorten, z. B. der äussersten rothen und violetten Strahlen.

Unter Beibehaltung der im §. 21 gebrauchten Bezeichungen seien i und i' die Einfalls- und Austrittswinkel, x und y die zugehörigen innern Winkel und g der Kantenwinkel eines Prismas, d die durch dasselbe hervorgebrachte Ablenkung eines Lichtstrahls vom Brechungsquotienten n.

Es gelten dann nach §. 21, S. 82 folgende Beziehungen:

$$d = i + i' - g,$$

$$\sin i = n \,.\, \sin x,\ \sin i' = n \,.\, \sin y = n \,.\, \sin (g - x),$$

hieraus folgt angenähert:

$$i = nx,\ i' = n\,(g - x),$$

mithin

$$d = nx + n\,(g - x) - g$$

oder

$$d = g\,(n - 1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Es ist also angenähert die Ablenkung eines Prismas proportional dem Winkel der brechenden Kante und dem Ueberschuss des Brechungsquotienten über Eins.

Setzen wir nun in diese Formel die speciellen Brechungsquotienten n_r und n_v für rothes und violettes Licht und bezeichnen die speciellen Ablenkungswinkel mit d_r und d_v, so erhalten wir

Ablenkungswinkel für die violetten Strahlen $d_v = g\,(n_v - 1)$

" " " rothen " $d_r = g\,(n_r - 1)$

Zerstreuungswinkel $z = d_v - d_r = g\,(n_v - n_r)$. 2)

Es ist also angenähert der Zerstreuungswinkel eines Prismas für zwei Strahlengattungen proportional dem Winkel der brechenden Kante und der Dispersion das ist der Differenz der Brechungsquotienten.

Für ein zweites Prisma, dessen Kantenwinkel $= g'$, ist entsprechend $z' = g'\,(n'_v - n'_r)$.

Soll nun für beide Prismen der Zerstreuungswinkel gleich gross sein, so muss also $z = z'$,

also

$$g\,(n_v - n_r) = g'\,(n'_v - n'_r) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

oder

$$\frac{g}{g'} = \frac{n'_v - n'_r}{n_v - n_r}$$

gemacht werden.

Es müssen also angenähert die Kantenwinkel der beiden Prismen sich verkehrt verhalten, wie die Dispersionen derselben.

Die übrig bleibende Ablenkung $D = d - d'$ des ganzen Systems berechnet sich dann

für die rothen Strahlen: $D = g\,(n_r - 1) - g'\,(n'_r - 1)$

„ „ violetten „ $D = g\,(n_v - 1) - g'\,(n'_v - 1)$.

Diese beiden Werthe müssen unserer Rechnung zu Folge gleich gross sein, wovon man sich auch überzeugen kann, wenn man in beiden für g' seinen Werth: $g\,\dfrac{n_v - n_r}{n'_v - n'_r}$ aus 3) untersetzt.

Um ein Zahlenbeispiel zu berechnen, wählen wir die beiden Glassorten Flintglas Nr. 13 und Crownglas Nr. 9, wofür in der Tabelle (S. 167) die Brechungsquotienten für die Fraunhofer'schen Linien angegeben sind. Es soll der Winkel g' des Flintglasprismas berechnet werden, welches ein Crownglasprisma von $g = 20^0$ achromatisirt. Indem wir als violette und rothe Strahlen die der Linien B und H annehmen, giebt uns jene Tabelle die Werthe:

für das Crownglas	$n_H = 1{\cdot}546566$
	$n_B = 1{\cdot}525832$
	$n_H - n_B = 0{\cdot}020734$
für das Flintglas	$n'_H = 1{\cdot}671062$
	$n'_B = 1{\cdot}627749$
	$n'_H - n'_B = 0{\cdot}043313$

Wir erhalten demnach:

$$g' = g\,\frac{n_H - n_B}{n'_H - n'_B} = 20\,\frac{0{\cdot}020734}{0{\cdot}043313} = 9{\cdot}574^0.$$

Der berechnete Winkel des Flintglasprismas beträgt demnach 9·574 Grade oder $9^0\ 34'\ 26''$.

Um einen Ueberblick der einzelnen und der Gesammtablenkungen zu erhalten, haben wir folgende Rechnung:

$d_H = 20 \times 0{\cdot}546566 = 10{\cdot}93132$ Grade

$d_B = 20 \times 0{\cdot}525832 = 10{\cdot}51664$ „

Zerstreuungswinkel des Crownglasprismas . . $= 0{\cdot}41468$ Grade $= 0^0\ 24'\ 50''$.

$$d'_H = 9{\cdot}57 \times 0{\cdot}671062 = 6{\cdot}42186 \text{ Grade}$$
$$d'_B = 9{\cdot}57 \times 0{\cdot}627749 = 6{\cdot}00756 \quad „$$

Zerstreuungswinkel des Flintglasprismas $= 0{\cdot}41430$ „ $= 0^0\ 24'\ 50''$.

Beide Zerstreuungswinkel sind also gleich gross und gleich $24'\ 50''$. Die gemeinschaftliche Ablenkung beider Strahlen durch die Prismencombination ist

$$D_H = D_B = d_H - d'_H = d_B - d'_B = 4{\cdot}50908^0 = 4^0\ 30'\ 33''.$$

Es wäre also mittelst einer Combination eines 20 gradigen Crownglasprismas mit einem Flintglasprisma von $9^0\ 34'\ 26''$ ein Prismensystem geschaffen, welches die rothen und violetten Strahlen der Linien B und H gleich viel und zwar um $4^0\ 30\frac{1}{2}'$ ablenkt. Damit ist aber noch nicht erwiesen, dass z. B. auch grüne Strahlen der Linie E eine genau gleiche Ablenkung erfahren, die Rechnung lehrt vielmehr, dass dies nicht genau der Fall ist:

Wir entnehmen der citirten Tabelle:

$$n_E = 1{\cdot}533005 \qquad n'_E = 1{\cdot}642024$$
$$d_E = 20 \times 0{\cdot}533005 = 10{\cdot}66010 \text{ Grade}$$
$$d'_E = 9{\cdot}57 \times 0{\cdot}642024 = 6{\cdot}14417 \quad „$$

$$D_E = d_E - d'_E = \quad . \ . \ 4{\cdot}51593 \text{ Grade} = 4^0\ 30'\ 57''.$$

Die grünen Strahlen der Linie E werden also um $57 - 33 = 24''$ mehr abgelenkt, die Linsencombination ist also nicht eine vollkommen achromatische (und kann es bei diesen Glassorten nie sein).

Diese Rechnungsmethode ist nun freilich nur eine angenäherte, giebt jedoch bei Prismen mit Winkeln solcher Grösse schon ziemlich genaue Resultate. Wollte man genau rechnen, so müsste man auch auf die Einfallsrichtung Rücksicht nehmen und die allgemeine Prismengleichung 2) §. 21 benutzen.

Wir können auf diese Rechnung um so eher verzichten, als das achromatische Prisma in der praktischen Optik nur wenig Anwendung findet und nur als theoretische Grundlage der achromatischen Linse Interesse beansprucht. Bevor wir auf letztere übergehen, wollen wir aber noch eine andere Prismencombination kennen lernen, welche in neuerer Zeit eine grössere praktische Bedeutung erlangt hat.

47 **Prismensysteme ohne Ablenkung der mittleren Strahlen (Prismen nach Amici oder Prismen mit gerader Durchsicht).** Diese Prismensysteme bezwecken das gerade Gegentheil der vorigen; die Zerstreuung soll möglichst beibehalten, die Ablenkung aufgehoben werden. Selbstverständlich kann dabei die Ablenkung nur für eine bestimmte Strahlengattung, z. B. die der Linie E gleich Null ge-

macht werden. Man verbindet also z. B. ein Crownglasprisma mit einem entgegengesetzt gerichteten Flintglasprisma, dessen Kantenwinkel nur um so viel kleiner ist, dass beide einzeln die grünen Strahlen der Linie E um gleich viel in entgegengesetzter Richtung ablenken. Die Dispersion des Flintglasprismas überwiegt dann immer noch die entgegengesetzte des Crownglasprismas, so dass ein Rest von Dispersion des ersteren übrig bleibt. Die angenäherte Rechnung für Prismen mit kleinen Winkeln würde sich dann so gestalten.

Es seien wiederum n_B, n_E, n_H die Brechungsquotienten der Linien B, E, H für das Crownglas, n'_B, n'_E, n'_H für das Flintglas, g und g' die bezüglichen Kantenwinkel.

Die Ablenkungen der Lichtstrahlen sind dann (angenähert):

Im Crownglasprisma:
$$d_B = g\,(n_B - 1)$$
$$d_E = g\,(n_E - 1)$$
$$d_H = g\,(n_H - 1)$$

Im Flintglasprisma:
$$d'_B = g'\,(n'_B - 1)$$
$$d'_E = g'\,(n'_E - 1)$$
$$d'_H = g'\,(n'_H - 1)$$

In der Combination beider Prismen:
$$D_B = d_B - d'_B = g\,(n_B - 1) - g'\,(n'_B - 1)$$
$$D_E = d_E - d'_E = g\,(n_E - 1) - g'\,(n'_E - 1)$$
$$D_H = d_H - d'_H = g\,(n_H - 1) - g'\,(n'_H - 1)$$

Nun soll $D_E = 0$ sein, also
$$g\,(n_E - 1) = g'\,(n'_E - 1)$$
oder
$$\frac{g}{g'} = \frac{n'_E - 1}{n_E - 1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Das heisst, es müssen sich die Kantenwinkel (angenähert) verkehrt verhalten wie die Ueberschüsse der Brechungsquotienten der mittleren Strahlen über Eins.

Um z. B. zu dem im vorigen Paragraphen erwähnten Crownglasprisma von 20^0 ein Flintglasprisma zu berechnen, welches mit jenem zusammen ein Prismensystem ohne Ablenkung der Linie E giebt, hätten wir unter Benutzung der dort angegebenen Brechungsquotienten zu setzen:

$$g' = g\,\frac{n_E - 1}{n'_E - 1} = 20 \cdot \frac{0{\cdot}533005}{0{\cdot}642024} = 16{\cdot}60^0 = 16^0\ 36'.$$

Die totale Dispersion z' des Flintglasprismas ist:
$$z' = 16{\cdot}6\ [0{\cdot}671062 - 0{\cdot}627749] = 0{\cdot}719^0 = 43'\ 8''.$$

Die totale Dispersion des Crownglasprismas haben wir im vorigen Paragraphen berechnet zu $0{\cdot}414^0 = 24' \, 50''$. Es hat demnach das combinirte Prisma noch eine totale Dispersion von $43' \, 8'' - 24' \, 50'' = 18' \, 78''$.

Die Prismensysteme ohne Ablenkung der mittleren Strahlen haben den Vortheil, dass man durch sie hindurch gegen eine beleuchtete Spalte blickend, an deren Stelle das Spectrum erblickt, dessen Lage man daher nicht erst seitwärts aufzusuchen nöthig hat. Hierdurch wird die Beobachtung sehr viel erleichtert und bequemer gemacht. Da Amici zuerst solche Prismen construirt hat, tragen sie meist seinen Namen. In Frankreich nennt man diese Prismen auch „*prismes à vision directe*", „Prismen mit gerader Durchsicht."

Da es beim Amici'schen Prisma meistens darauf ankommt, das Spectrum möglichst genau beobachten zu können und da ohnedies die Ausdehnung des Spectrums durch die theilweise Compensation der Zerstreuung verkleinert wird, so ist man genöthigt, Prismen mit grossen brechenden Winkeln anzuwenden.

Da auch dieses meistens noch nicht genügt, so steigert man die Dispersion durch Vermehrung der Prismen, indem man entweder zwei Crownglasprismen mit Einem Flintglasprisma, oder häufiger 3 Crownglasprismen mit 2 Flintglasprismen, oder endlich gar 4 Crownglasprismen mit 3 Flintglasprismen combinirt. Fig. 168 und 169 zeigen ein solches aus 5 Prismen zusammengesetztes System, wie es in den neueren Spectralapparaten mit gerader Durchsicht angewendet wird. Die mittleren drei Prismen sind rechtwinklig, die äusseren haben einen spitzigen Winkel φ, dessen Grösse berechnet werden muss. Es ist klar, dass für Prismen mit so grossen Winkeln das oben gezeigte angenäherte Rechnungsverfahren nicht hinreichende Genauigkeit gewähren würde. Man muss daher mittelst der §. 21 2) abgeleiteten Formel rechnen, was zwar etwas umständlich, aber nicht schwierig ist. Man nimmt dabei an, dass die mittleren Strahlen (der Linie E) symmetrisch durch das mittlere Prisma gehen, berechnet dann die Ablenkung der drei mittleren Prismen zusammen und hierauf den Winkel φ der äusseren Prismen, welcher nöthig ist, um diese Ablenkung gerade aufzuheben.

Wir wollen diese Aufgabe schneller und mit hier genügender Genauigkeit durch Construction lösen und dabei den Gang der Lichtstrahlen untersuchen. Denken wir uns zu diesem Zwecke in der Fig. 168 zunächst nur die drei mittleren Prismen BCD, CDE in DEF gegeben, die äusseren Prismen noch nicht gezeichnet. Wir verlangen, dass das Licht von der Brechbarkeit der Fraunhofer'schen Linie E, welches in der Richtung XW parallel mit BF und CE einfällt, in derselben Richtung RX wieder austrete. Da das Prismensystem symmetrisch ist, so ist einleuchtend, dass auch der Lichtstrahl E dasselbe symmetrisch durchlaufen muss, dass er demnach im mittleren Prisma parallel mit CE hindurchgeht. Auf das Flintglasprisma DEF, welches beiderseits an

Fig. 168.

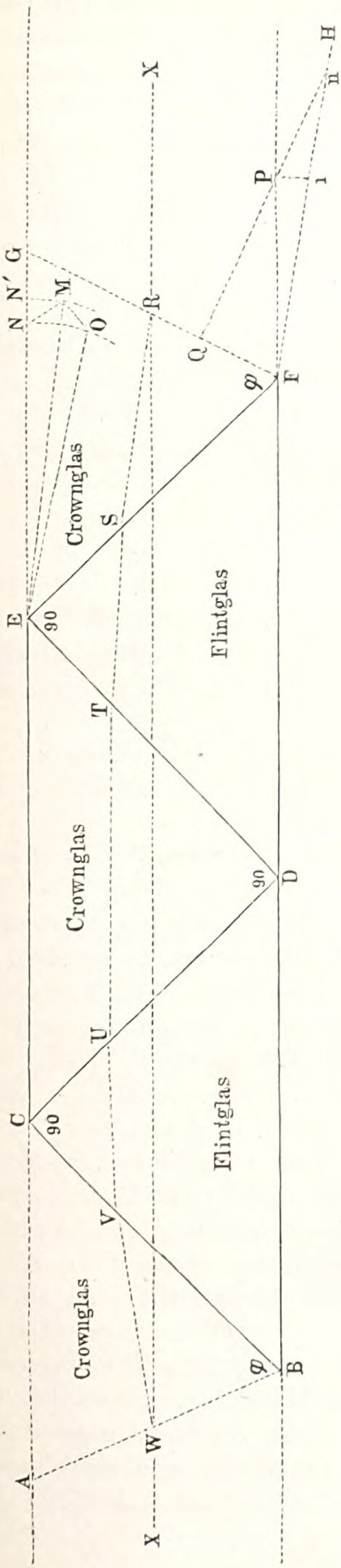
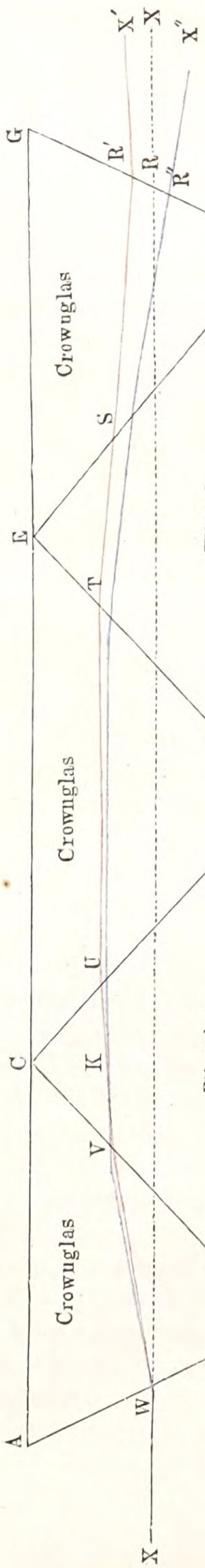


Fig. 169.



Crownglas gränzt, fällt also dieser Lichtstrahl parallel mit CE, es handelt sich, seinen Weg innerhalb des Prismas DEF und nach dem Austritte die Richtung innerhalb EFG zu finden. Dies ist dieselbe Aufgabe, die wir im §. 21, Fig. 94, behandelt haben. Wir denken uns CE selbst als einfallenden Strahl, tragen EN und EN' im Verhältniss $n : n'$ auf, wobei n der Brechungsquotient des Crownglases für $E = 1{\cdot}533$, n' des Flintglases $= 1{\cdot}642$ ist, ziehen die Kreisbögen durch N und N' um das Centrum E, ziehen dann durch N eine Senkrechte auf DE oder, was hier dasselbe, construiren die Parallele NM zu EF, sodann die Senkrechte MO auf EF, so ist EM parallel der Richtung des Strahles im Prisma DEF, EO parallel der Richtung des Strahles im äusseren Prisma. Es handelt sich jetzt nur mehr die Neigung der Gränzfläche FG ausfindig zu machen, welche die Richtung EO durch die letzte Brechung in die Richtung der Axe überführt. Zu diesem Zwecke ziehen wir $FH \| EO$, tragen die Abstände $F1$ und Fn im Verhältniss $1 : n$ auf, ziehen den Bogen $1\,P$ um das Centrum F und die Gerade nP, auf deren Verlängerung wir endlich von F aus die Senkrechte FQ fällen. FG ist dann die Begränzung des Crownglasprismas und φ der gesuchte Winkel. Wir ergänzen nun das andere Ende des Prismensystems in symmetrischer Weise. Um den Gang der Lichtstrahlen von der Brechbarkeit der Linie E zu construiren, ziehen wir $RS \| EO$, $ST \| ME$, $TU \| EC$ und von da bis W symmetrisch wie von T bis R.

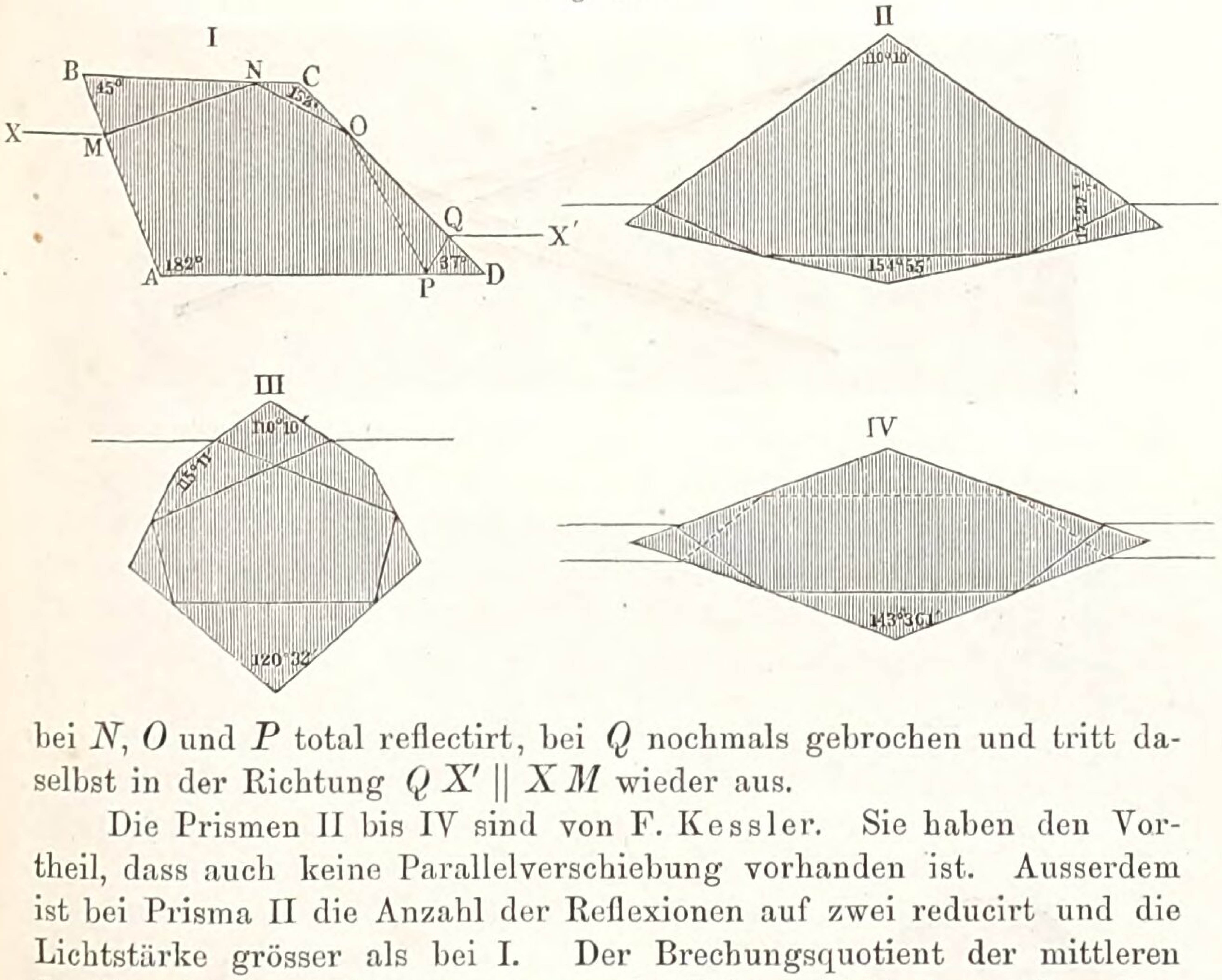
Diese Construction ist nur eine wiederholte Anwendung des §. 21 angegebenen. Radau, dem wir letztere verdanken, hat auch eine allgemeine Lösung für eine beliebige Prismenzahl gegeben.

Die Wege der rothen und violetten Strahlen (von der Brechbarkeit der Linien B und H), welche zugleich mit den mittleren in der Richtung XW einfallen, sind durchaus nicht symmetrisch und überhaupt etwas complicirter. Da dieser Sachverhalt manchmal unrichtig dargestellt erscheint, so wollen wir ihm hier eine kurze Beachtung widmen. Durch Rechnung oder Construction lässt sich zeigen, dass der Verlauf der Strahlen ein solcher ist, wie ihn Fig. 169 darstellt. Zuerst bricht das Crownglasprisma ABC diese Strahlen derart, dass der violette Strahl mehr von der Kante B weg nach aufwärts, der rothe unterhalb verläuft (der mittlere Strahl, in dieser Figur weggelassen, würde zwischen beiden verlaufen). Die Zerstreuung ist aber bis V eine sehr geringe. Das Flintglasprisma BCD kehrt die Zerstreuung um, die Strahlen kreuzen sich etwa bei K und divergiren bis U schon etwas mehr als früher. Jedoch läuft von nun an der rothe Strahl über dem violetten. Das mittlere Crownglasprisma hebt die Ablenkung und einen Theil der erlangten Zerstreuung wieder auf, das Flintglasprisma DEF vermehrt die Zerstreuung, verursacht aber wieder Ablenkung, welche das letzte Crownglasprisma auf Kosten eines Theils der Zerstreuung wieder aufhebt. Zuletzt bleibt noch ein Zerstreuungswinkel von nicht ganz 7^0 übrig. In Bezug auf das ganze Prisma ist daher die Zer-

streuung eine verkehrte, denn das Roth entfernt sich am meisten von der brechenden Kante. Bei dieser Construction wurden die Brechungsquotienten $n_B = 1{\cdot}526$, $n_H = 1{\cdot}547$ (für Crownglas Nr. 9), $n'_B = 1{\cdot}628$, $n'_H = 1{\cdot}670$ (für Flintglas Nr. 13) zu Grunde gelegt. Es wäre sehr wünschenswerth, wenn es gelänge, farblose und dauerhafte Flintglassorten von möglichst grossem Zerstreuungsvermögen herzustellen, weil man dann mit einer geringeren Prismenzahl ausreichen resp. ein ausgedehnteres Spectrum erlangen würde. Die Anwendung vieler Prismen vertheuert nämlich nicht allein diese Apparate, sondern hat auch den Nachtheil, dass zu viel Licht absorbirt und durch Reflexion geschwächt wird. Alex. Herschel (Moniteur scientif. T. 7, pag. 259, 1865), H. Emsmann (Pogg. Ann. Bd. CL. S. 617) und F. Kessler (Pogg. Ann. Bd. CLI. S. 507) haben deshalb eigenthümlich geformte Prismen vorgeschlagen, welche die Ablenkung durch totale Reflexionen im Inneren aufheben.

Fig. 170 I zeigt das Emsmann'sche Prisma. Der Strahl (mittlerer Brechbarkeit) fällt in der Richtung XM ein, wird bei M gebrochen,

Fig. 170.



bei N, O und P total reflectirt, bei Q nochmals gebrochen und tritt daselbst in der Richtung $QX' \parallel XM$ wieder aus.

Die Prismen II bis IV sind von F. Kessler. Sie haben den Vortheil, dass auch keine Parallelverschiebung vorhanden ist. Ausserdem ist bei Prisma II die Anzahl der Reflexionen auf zwei reducirt und die Lichtstärke grösser als bei I. Der Brechungsquotient der mittleren Strahlen ist $= 1{\cdot}64$ angenommen, das Prisma giebt dann einen Zerstreuungswinkel von ca. 8^0, das sechsseitige Prisma III zeichnet sich durch die Nähe der Ein- und Austrittsstelle aus. Prisma IV endlich giebt zwei sich berührende entgegengesetzt liegende Spectrentheile, welche mit der Farbe vom Brechungsquotient n zusammenstossen, wobei n vom

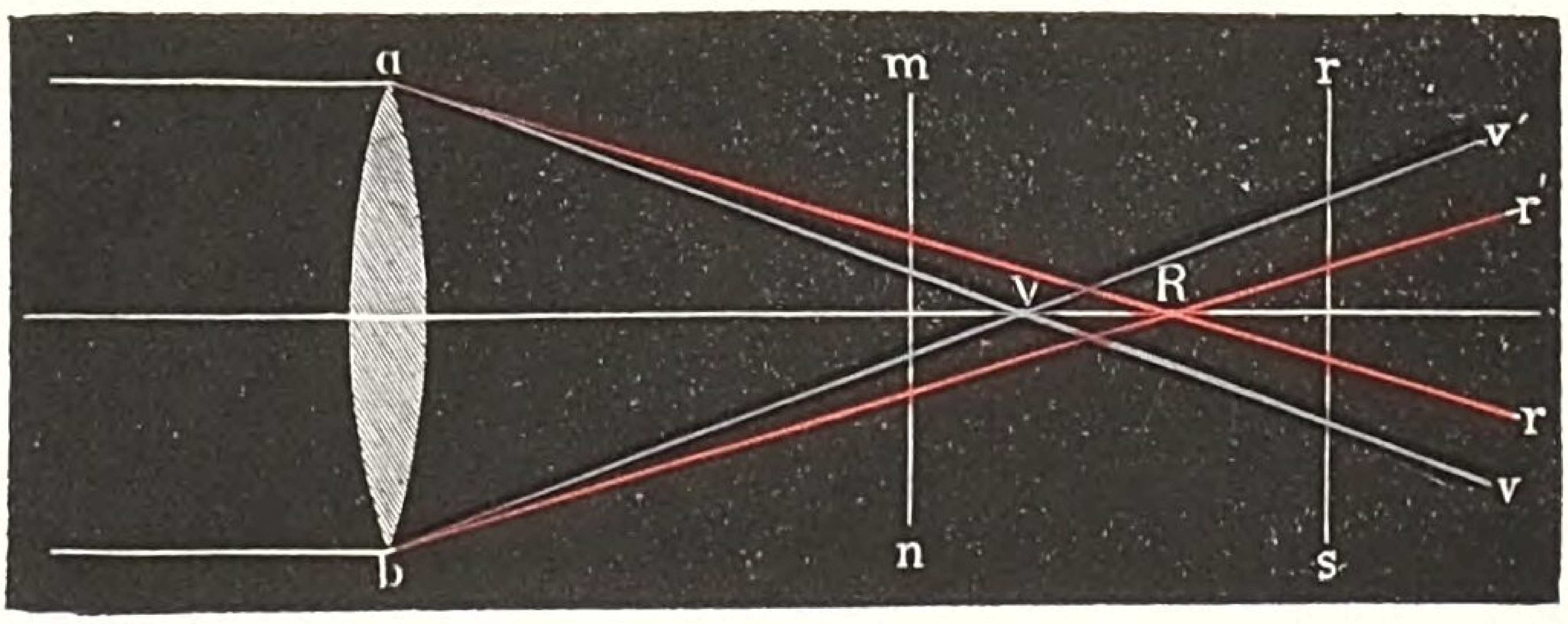
Winkel des Prismas abhängt. In der Figur ist wiederum $n = 1{\cdot}64$ angenommen.

So sinnreich diese Prismen erdacht sind, so haben sie dennoch bis jetzt die zusammengesetzten Prismensysteme nicht zu ersetzen vermocht.

Zenker hat ein System aus Crownglas- und Schwefelkohlenstoffprismen combinirt, welches allerdings starke Zerstreuung giebt, aber wegen der leichten Verdunstung der angewandten Flüssigkeit unbequem im Gebrauche ist.

48 **Achromatische Linsen.** Eine jede einfache Linse, aus welchem Stoffe sie auch gebildet sein mag, wird für jede andere Strahlenart auch einen andern Brennpunkt haben, weil die Brechungsquotienten der verschiedenfarbigen Strahlen nicht gleich sind. Der Brennpunkt der stärker brechbaren violetten Strahlen liegt der Linse näher als der Brennpunkt der rothen Strahlen. Fällt also ein Bündel weisses Licht parallel mit der Axe auf eine Convexlinse ab, Fig. 171, so werden die violetten Strahlen in V, die rothen in R vereinigt. Fängt man den aus der Linse

Fig. 171.



austretenden Strahlenkegel auf einem Schirme auf, so sieht man einen beleuchteten Kreis mit gelbem und rothem Saume, wenn der Schirm zwischen V und der Linse, etwa bei mn steht; der helle Kreis erscheint dagegen von einem blauen Saume umgeben, wenn der Schirm sich jenseits R, etwa in rs befindet, weil vor V die rothen und gelben, hinter R die blauen und violetten Strahlen die äussersten des ganzen Strahlenkegels sind.

Die ungleiche Brennweite verschiedenfarbiger Strahlen lässt sich auch sehr schön auf folgende Weise zeigen. In einem dunklen Schirme, Fig. 172, wird eine runde Oeffnung angebracht, die zur Hälfte mit einem rothen, zur Hälfte mit einem blauen Glase verschlossen ist. Auf jeder Hälfte ist ein kleiner schwarzer Pfeil aufgemalt, und das Ganze wird von hinten durch die Flamme einer Argand'schen Lampe erleuchtet, so dass man einen schwarzen Pfeil auf rothem und einen zweiten auf blauem Grunde sieht. Von diesem Object wird nun durch eine Flintglaslinse, deren

Fig. 172.



Brennweite ungefähr 60 Centimeter beträgt und welche ungefähr 2 Meter von dem Gegenstande entfernt ist, ein Bild entworfen und dieses auf einem Papierschirm aufgefangen. Stellt man nun den Schirm so ein, dass der Pfeil auf blauem Grund scharf erscheint, so sind die Umrisse des andern verwischt. Man muss den Schirm von der Linse entfernen, damit der Pfeil auf rothem Grunde scharf wird. Sehr schön lässt sich diese Erscheinung insbesondere mit E. Mach's Apparat (S. 127) demonstriren.

Bei Convexlinsen von Crownglas beträgt die Entfernung des Brennpunktes der rothen und des Brennpunktes der violetten Strahlen ungefähr $\frac{1}{40}$, bei Flintglaslinsen beträgt diese Entfernung ungefähr $\frac{1}{20}$ der Brennweite; in Fig. 171 ist also die Wirkung der Farbenzerstreuung der Deutlichkeit halber sehr übertrieben.

Der eben besprochene Umstand beeinträchtigt aber die Reinheit und Schärfe der Linsenbilder bedeutend, und deshalb ist die Construction achromatischer Linsen für die praktische Optik eine Aufgabe von der höchsten Wichtigkeit.

Das Nichtzusammenfallen der Brennpunkte einer Linse für verschiedenfarbige Strahlen wird als chromatische Aberration bezeichnet. Als achromatische Linsen bezeichnet man ein Linsensystem, für welches die sphärische Aberration durch die Combination einer Sammellinse mit einer Hohllinse von anderer Substanz aufgehoben ist.

Als Erfinder der achromatischen Linsen wird gewöhnlich Dollond bezeichnet; aber Hell hat solche schon im Jahre 1733 construirt, ohne jedoch seine Erfindung bekannt zu machen.

Achromatische Linsen werden in der Regel durch Combination einer Convexlinse von Crownglas mit einer Zerstreuungslinse von

Fig. 173.

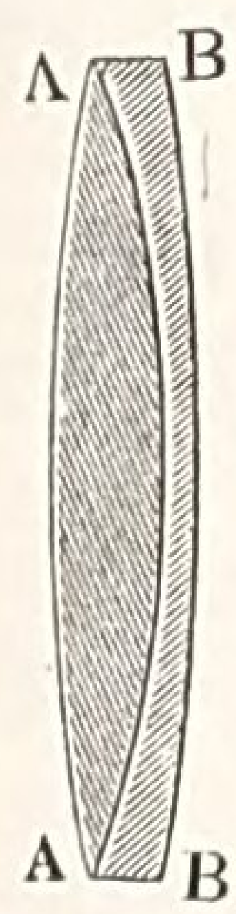
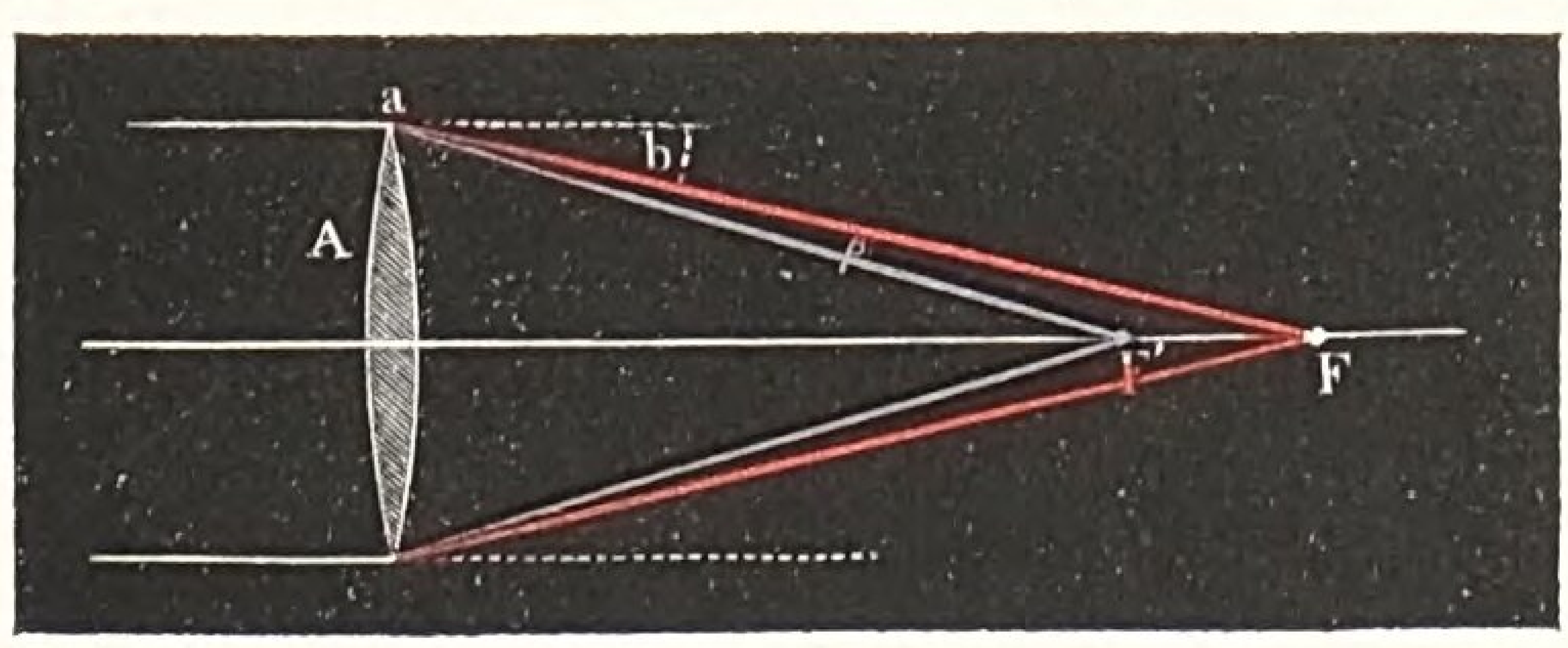


Fig. 174.



Flintglas hergestellt, Fig. 173, deren letztere eine Zerstreuungsweite hat, welche nahe doppelt so gross ist als die Brennweite der ersteren.

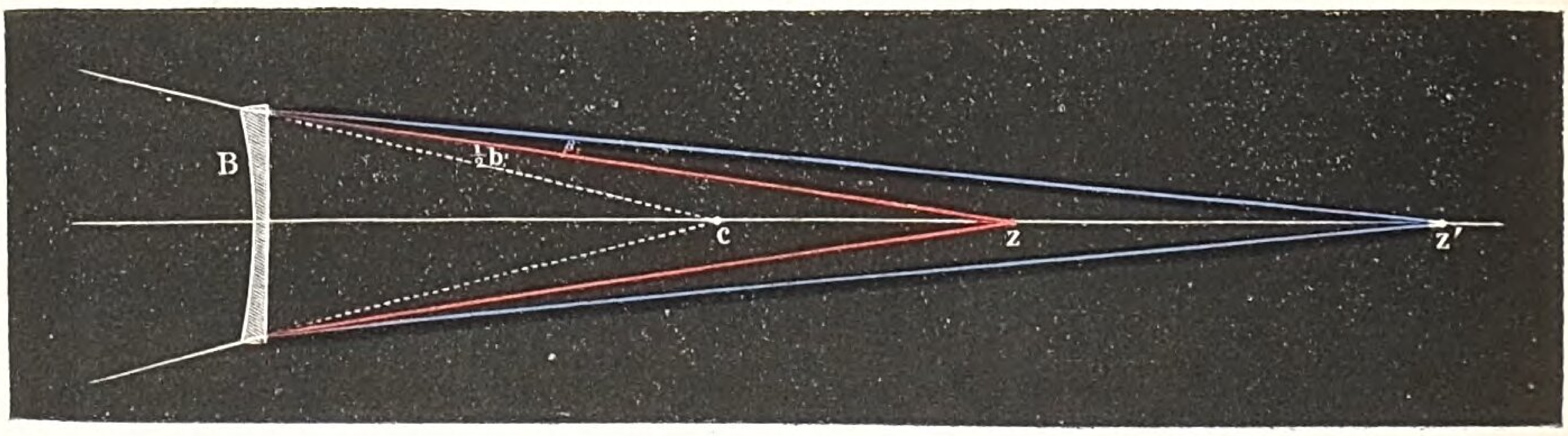
Wie durch eine solche Linsencombination die Farbenzerstreuung aufgehoben werden kann, lässt sich auf folgende Weise anschaulich machen.

Es sei A, Fig. 174, eine Sammellinse von Crownglas, von der wir annehmen wollen, ihre Wölbung sei gering genug, um die sphärische

Aberration derselben als verschwindend betrachten zu können. F sei der Brennpunkt der rothen und F' sei der Brennpunkt der violetten Strahlen. Ein weisser Strahl, welcher parallel mit der Linsenaxe in a den Rand der Linse trifft, wird also so gespalten, dass die in ihm enthaltenen rothen Strahlen nach aF, die violetten aber nach aF' gebrochen werden. Der rothe Strahl erleidet also eine Ablenkung b, der violette erleidet eine Ablenkung $b + \beta$, und zwar so, dass der violette Strahl der Axe um den Winkel β stärker gegen die Axe gebrochen wird als der rothe.

Es sei ferner B, Fig. 175, eine Hohllinse von Flintglas, deren Zerstreuungsweite doppelt so gross ist als die Brennweite von A. Nehmen wir nun an, es gäbe eine Flintglassorte, welche für rothe Strah-

Fig. 175.



len den gleichen Brechungsquotienten hat, wie Crownglas, deren Zerstreuungsvermögen aber gerade doppelt so gross ist, so würde eine Hohllinse dieses Glases, welche gleichen Durchmesser mit der Sammellinse, Fig. 174, hat, deren Zerstreuungsweite aber doppelt so gross ist als die Brennweite jener Linse, die rothen Strahlen am Rande um den Winkel $\frac{1}{2}b$, die violetten aber um den Winkel $\frac{1}{2}b + \beta$ ablenken, und zwar werden die violetten Strahlen am Rande der Linse B um den Winkel β mehr von der Linsenaxe entfernt als die rothen.

Denken wir uns nun die Linse B in der Weise an die Linse A angesetzt, wie es Fig. 173 zeigt, so wird die Convergenz der die Sammellinse A verlassenden Strahlen durch die Hohllinse B vermindert.

Die am Rande der Linse A parallel mit der Axe auffallenden rothen Strahlen erleiden durch diese erste Linse eine Ablenkung b gegen die Linsenaxe hin; durch die Linse B werden sie um den Winkel $\frac{1}{2}b$ von ihr weggelenkt. Die Totalablenkung, welche die rothen Randstrahlen durch die Linsencombination erleiden, ist also

$$b - \frac{1}{2}b = \frac{1}{2}b.$$

Die violetten Randstrahlen werden durch die Linse A gegen die Axe hin um den Winkel $b + b$, durch die Linse B von der Axe weg um den Winkel $\frac{1}{2}b + \beta$ abgelenkt; die Totalablenkung der violetten Randstrahlen durch die Combination der beiden Linsen ist also

$$b + \beta - (\frac{1}{2}b + \beta) = \frac{1}{2}b,$$

also gerade eben so gross wie die der rothen. Die rothen und violetten Strahlen werden also am Rande der Linsencombination gleich stark abgelenkt, sie werden also in demselben Punkte die Axe schneiden oder, mit anderen Worten, der Brennpunkt der rothen Randstrahlen fällt mit dem der violetten zusammen.

Was aber für den Rand der Linsencombination gilt, gilt auch für die ganze Linse, da wir ja angenommen haben, dass die Krümmung der Linse A gering genug sei, um die sphärische Aberration als verschwindend betrachten zu können. Die Linsencombination ist also eine achromatische, da ihre Brennweite für die verschiedenfarbigen Strahlen dieselbe ist.

Wir haben bei unserer Deduction angenommen, dass bei gleicher Brechbarkeit der rothen Strahlen die Farbenzerstreuung des Flintglases genau doppelt so gross sei als die des Crownglases. Dies ist nun in der That nicht genau der Fall, weshalb denn auch für eine achromatische Linsencombination das Verhältniss der Brennweite der Sammellinse und der Zerstreuungsweite der Hohllinse etwas von dem oben angeführten verschieden sein muss. Wollte man z. B. aus dem Crownglase Nr. 9 (Tabelle auf Seite 167) und dem Flintglase Nr. 13 eine achromatische Linsencombination herstellen, so müsste die Zerstreuungsweite der Flintglas-Hohllinse 1·76 mal so gross sein als die Brennweite der Crownglas-Sammellinse.

Durch Rechnung lassen sich die Krümmungsradien der zu combinirenden Linsen folgendermaassen ermitteln:

Nehmen wir an, wir hätten eine planconvexe Linse vom Brechungsquotienten n, vom Krümmungsradius r_1 und der Brennweite f_1 combinirt mit einer planconcaven Linse vom Brechungsquotienten n', vom Radius r_2 und der Zerstreuungsweite f_2, so gilt (nach §. 30 und 35)

$$f_1 = \frac{r_1}{n-1},\ f_2 = \frac{r_2}{n'-1},\ F = \frac{f_1 f_2}{f_2 - f_1}$$

oder, wenn wir für f_1 und f_2 die Werthe untersetzen:

$$F = \frac{\frac{r_1}{n-1} \cdot \frac{r_2}{n'-1}}{\frac{r_2}{n'-1} - \frac{r_1}{n-1}} = \frac{r_1\, r_2}{r_2\,(n-1) - r_1\,(n'-1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Gehen wir nun zu den speciellen Brechungsquotienten n_B, n_H für Crownglas, n'_B, n'_H für Flintglas über, so ist

$$F_B = \frac{r_1\, r_2}{r_2\,(n_B - 1) - r_1\,(n'_B - 1)}$$

$$F_H = \frac{r_1\, r_2}{r_2\,(n_H - 1) - r_1\,(n'_H - 1)}.$$

Es soll nun $F_B = F_H$ werden, also setzen wir:

$$r_2 (n_B - 1) - r_1 (n'_B - 1) = r_2 (n_H - 1) - r_1 (n'_H - 1),$$

woraus folgt

$$r_2 (n_H - n_B) = r_1 (n'_H - n'_B)$$

oder

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{n_H - n_B}{n'_H - n'_B}$$

d. h. die Radien müssen sich verhalten, wie die Dispersionen.

Nehmen wir als Beispiel wiederum Crownglas Nr. 9 und Flintglas Nr. 13, so bekommen wir (nach der Tafel Seite 167)

$$r_2 = \frac{0{\cdot}0433}{0{\cdot}0207} = 2{\cdot}09\, r_1.$$

Nimmt man nicht Linsen mit einer Planfläche, so wird die Rechnung complicirter. Da man dann über vier Radien zu verfügen hat, so sind zunächst stets beliebig viele Auflösungen möglich.

Dies benutzt man, um noch andere Bedingungen zu erfüllen, denen das Linsensystem entsprechen soll, unter welchem insbesondere die Aufhebung der sphärischen Aberration am wichtigsten ist. Bezüglich der dazu nöthigen, sehr complicirten Rechnungen müssen wir auf die bereits Seite 128 citirten ausführlicheren Autoren verweisen.

Wenn die Spectren verschiedener Glassorten einander vollkommen proportional wären, so müsste eine Linsencombination, für welche der Brennpunkt der rothen Strahlen mit dem der violetten zusammenfällt, vollkommen achromatisch sein, d. h. derselbe Punkt wäre dann auch der Brennpunkt der gelben, grünen und blauen Strahlen. Nun aber haben wir in §. 45 erfahren, dass eine solche Proportionalität der Spectren verschiedener Substanzen nicht stattfindet, und deshalb ist auch ein vollkommener Achromatismus nicht möglich.

Hätte man z. B. eine Linsencombination hergestellt, welche so berechnet ist, dass der Brennpunkt für die Stellen des Spectrums zusammenfällt, welche den Fraunhofer'schen Linien B und H entsprechen, so würde der Brennpunkt für die Strahlen von D bis F der Linse etwas näher liegen. Berechnet man aber die Linsen so, dass die Brennpunkte für C und F vollkommen zusammenfallen, so werden alsdann die Brennpunkte für die Strahlen zwischen G und H merklich weiter von der Linse abstehen. Ein solches Linsensystem kann nun in der That optisch ein sehr gutes Bild geben, weil es für die leuchtenden Strahlen des Spectrums, für die Strahlen von C bis F ziemlich vollständig achromatisirt ist und die Strahlen, deren Brennpunkt weiter von der Linse wegliegt, also die indigofarbenen und violetten wegen ihrer geringen Leuchtkraft die Deutlichkeit des Bildes nicht merklich stören.

Wenn man aber ein Linsensystem der letzten Art in einer Camera obscura zur Herstellung photographischer Bilder anwenden will, so wird

man kein scharfes Bild erhalten, wenn man optisch scharf eingestellt hat, weil ja der Brennpunkt der indigofarbigen und violetten Strahlen, welche, wie wir hören werden, die stärkste chemische Wirkung hervorbringen, merklich weiter von der Linse absteht als der Brennpunkt der leuchtendsten Strahlen, welche bei der optischen Einstellung maassgebend sind. Mit einem solchen Linsensystem, dessen optischer Focus nicht mit seinem chemischen Focus zusammenfällt, kann man nur dadurch scharfe photographische Bilder erhalten, dass man nach der optischen Einstellung die Platte etwas weiter von der Linse entfernt.

Um ein möglichst vollständiges Zusammenfallen des optischen und des chemischen Bildes zu erhalten, ist es am zweckmässigsten, das Linsensystem so zu berechnen, dass die Brennpunkte für D und H genau zusammenfallen.

Anomale Dispersion. Im §. 45 haben wir bereits mitgetheilt, dass die einzelnen Farben und die dieselben charakterisirenden Fraunhofer'schen Linien nicht nur nicht in den Spectren verschiedener Prismen eine proportionale Anordnung zeigen, sondern dass sogar die Reihenfolge der Farben und Linien ausnahmsweise eine ganz abweichende sein könne. Diese von C. Christiansen in Copenhagen im November 1870 zuerst entdeckte, später von A. Kundt in Würzburg und J. L. Soret in Genf und Anderen bestätigte und näher untersuchte Erscheinung wird Anomale Dispersion genannt und gehört unbedingt zu den bemerkenswerthesten physikalischen Entdeckungen dieses Decenniums. 49

Christiansen machte seine ersten Beobachtungen an einer weingeistigen Lösung von Fuchsin (Anilinroth) von 18·8 Proc. Gehalt. Diese Lösung gab als Prisma angewendet bei der Brechung folgende Anordnung der Farben: Am wenigsten abgelenkt erschien Violett, dann folgte Roth, dann Gelb, welches am meisten abgelenkt wurde. Der grüne und blaugrüne Theil war ganz absorbirt. Denkt man sich aus einem normalen Spectrum den mittleren grünen Theil herausgeschnitten und dann die beiden Reste vertauscht, so erhält man eine ungefähre Vorstellung des anomalen Fuchsinspectrums. Genaueren Aufschluss liefert die Angabe des Brechungsquotienten der Fraunhofer'schen Linien, welche nach Christiansen für verschieden concentrirte Lösungen folgende sind:

Linie	Brechungsquotient einer Fuchsinlösung von				
	18·8 Proc.	17 Proc.	8 Proc.	2·5 Proc.	0 Proc. (Alkohol)
B	1·450	1·426	—	1·384	1·363
C	1·502	1·493	1·456	—	—
D	1·561	1·548	1·502	1·419	1·365
E	—	—	—	—	1·368
F	1·312	1·344	1·372	1·373	1·370
G	1·285	1·322	1·354	1·367	1·373
H	1·312	1·344	1·372	1·373	1·376

Man sieht aus dieser Tabelle, wie die normale Anordnung der Werthe des Brechungsquotienten desto mehr in eine anomale übergeht, je concentrirter die Lösung genommen wird. Bei der 18·8 proc. Lösung hat die Linie *D* (Gelb) den grössten Brechungsquotienten: 1·561. Die Linien *F* und *H* (Blau und Violett) haben den kleinsten: 1·312.

Bei schwachen, wenig gefärbten Lösungen wird die anomale Dispersion durch die normale des Lösungsmittels verdeckt, bei stärkeren Lösungen ist die Färbung so intensiv, dass fast kein Licht mehr durchgelassen wird, weshalb Christiansen genöthigt war, Prismen von sehr kleinem brechenden Winkel (etwas über 1°) anzuwenden.

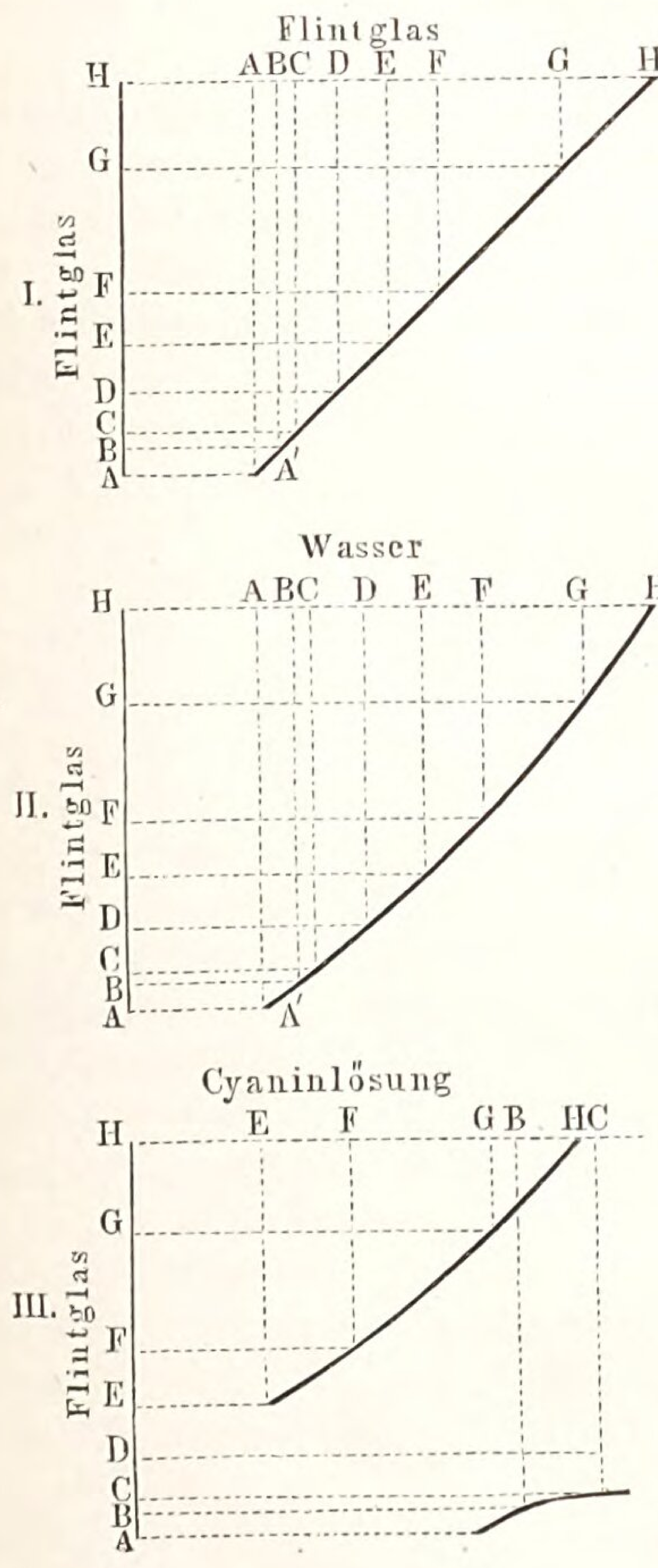
Die hieraus folgende Schwierigkeit der Beobachtung hat Soret dadurch beseitigt, dass er die verdünnten noch hinreichend durchsichtigen Lösungen in Glasprismen von grösserem brechenden Winkel (30°) einfüllte, diese jedoch in Glasgefässe mit parallelen Wänden, welche mit dem Lösungsmittel gefüllt waren, eintauchte. Hierdurch wurde offenbar die Dispersion der Lösungsmittel aufgehoben und es kam nur die des gelösten Farbstoffes zur Wirkung. Es zeigten dann auch wenig concentrirte Lösungen von Fuchsin die anomale Dispersion, indem z. B. das Violett kaum, das Roth um 6′, das Gelb um 16′ von der Kante weg abgelenkt wurde.

A. Kundt wurde durch theoretische Erwägungen auf die Vermuthung geführt, dass alle Körper mit sogenannten „Oberflächenfarben", welche in ihrer Lösung eine starke Absorption eines Theils des Spectrums zeigen, auch anomale Dispersion veranlassen. Es gelang ihm hierdurch, die Liste der anomal zerstreuenden Flüssigkeiten sehr zu erweitern. Es gehören in dieselbe die Lösungen von Anilinroth, Anilinblau, Anilinviolett, Anilingrün, Cyanin, Muroxyd, Orsellin, Lackmus, Hämatin, Chlorophyll, übermangansaurem Kali, Jod (in einer Mischung von Chloroform und Schwefelkohlenstoff), Blauholz-, Rothholz-, Sandelholz-

extract. Von festen Körpern zeigt anomale Dispersion insbesondere das mit Cobalt blau gefärbte Boraxglas.

A. Kundt bediente sich bei seiner Untersuchung insbesondere auch der (zuerst von Fraunhofer angewandten) „gekreuzten Spectra" (Spectra gekreuzter Prismen). Wir haben dieselben im §. 45 benutzt, um die Nichtproportionalität der Farbenvertheilung in verschiedenen Spectren zu demonstriren; es ist klar, dass durch dieselben die anomale Dispersion noch auffallender gezeigt werden muss. Wir wollen hier im Zusammenhang die Form der Spectra kennen lernen, die durch Kreuzung eines Flintglasprismas mit einem eben solchen, dann mit einem Wasserprisma und endlich mit einem Prisma aus concentrirter Cyaninlösung entstehen. In Fig. 176 I stelle AH ein schmales verticales Spectrum vor, wie es durch ein Flintglasprisma mit abwärts gerichteter horizontaler Kante auf einem Schirm entworfen wird. Dieses linienförmige Spectrum diene statt einer verticalen Lichtspalte, indem wir dasselbe mittelst eines zweiten verticalen Flintglasprismas derselben Glassorte, dessen Kante nach rechts gerichtet ist, ansehen. Es erscheint das schiefe, geradlinige Spectrum $A'H'$.

Fig. 176.



Nehmen wir jetzt statt des zweiten Flintglasprismas ein ebenso gestelltes Wasserprisma mit entsprechend grösserem Kantenwinkel, so erhalten wir das schiefe, bogenförmige Spectrum $A'H'$ in Fig. 176 II. Vertauschen wir endlich das Wasserprisma durch ein solches aus einer Cyaninlösung, so erhalten wir das aus zwei getrennten gekrümmten Theilen bestehende Spectrum der Fig. 176 III. Diese Figuren sind nur schematisch richtig gezeichnet, die Abweichungen in etwas verstärktem Maasse wieder-

gegeben. Es ist leicht einzusehen, dass die mit den Buchstaben bezeichneten horizontalen Linien die Anordnung der Spectra darstellen, welche direct beim Schauen durch ein Prisma aus Flintglas, Wasser und Cyaninlösung auf einen leuchtenden Punkt erhalten würden.

Bei Substanzen, welche nicht bloss Einen Theil des Spectrums absorbiren, sondern mehrere Absorptionsstreifen liefern, besteht das durch gekreuzte Prismen entstehende Spectrum aus mehreren getrennten bogenförmigen Stücken. Jedesmal zeigt sich dabei die Eigenthümlichkeit, dass, wenn man sich vom (gewöhnlich) rothen Ende des Spectrums dem Absorptionsstreifen nähert, der Brechungsquotient der Strahlen immer rascher zunimmt (die Ablenkung also wächst), während derselbe (also auch die Ablenkung) für die Farben am andern Rande des Streifens stets kleiner erscheint.

Indem wir uns hier auf die Mittheilung der wichtigsten Thatsachen beschränken, erwähnen wir zum Schluss nur, dass bereits mehrere Physiker, wie es scheint mit Erfolg, versucht haben, die Erscheinung der anomalen Dispersion, welche mit der Absorption und Reflexion, sowie der später zu besprechenden Fluorescenz im Zusammenhang steht, theoretisch zu erklären.

Fünftes Capitel.

Die Spectralanalyse.

Grundlage der Spectralanalyse, Eintheilung der Spectralapparate. 50 Das Licht, welches in unser Auge gelangt, ist entweder direct von einem leuchtenden Körper ausgesandt, oder es hat, bevor es ins Auge eintrat, Veränderungen seiner Zusammensetzung erfahren. Am häufigsten erfolgen solche bei der Reflexion von der Oberfläche undurchsichtiger oder beim Durchdringen durchsichtiger Körper. In beiden Fällen werden nämlich sehr häufig einzelne Farbensorten absorbirt und es hat dann das reflectirte oder durchgelassene Licht eine andere Zusammensetzung als das ursprüngliche. War es vorher weiss, so ist es nachher gefärbt.

Fast alle Farben, die wir an der Oberfläche der uns umgebenden Körper wahrnehmen, sind dadurch entstanden, dass von den Bestandtheilen des weissen Tageslichtes (oder einer künstlichen Lichtquelle) ein Theil absorbirt und der Rest unregelmässig reflectirt oder, wie man dies ausdrückt, diffundirt wurde. Das farbige Licht, welches wir durch farbige Glasplatten oder Flüssigkeitsschichten hindurch wahrnehmen, ist der nicht absorbirte Antheil eines Lichtes, welches auf diese farbigen Medien auffiel. Ausserdem giebt es noch einige optische Vorgänge, durch welche uns Gegenstände gefärbt erscheinen können. In der Regel kann man annehmen, dass die nicht selbst leuchtenden Körper nur solche Farben zeigen, welche in dem Lichte, womit wir sie beleuchten, enthalten sind. Ausnahmen werden wir im Capitel über die Fluorescenz kennen lernen.

Ein einfacher Versuch, um dies zu demonstriren, ist folgender: Man zündet im finster gemachten Raume einen mit kochsalzhaltigem Weingeiste getränkten Baumwollballen an und beleuchtet damit die umliegenden farbigen Gegenstände. Ihre natürliche Färbung erscheint dann total verändert. Die rothe Gesichtsfarbe der Umstehenden ist verschwun-

den und ist einer gelblichen Leichenfarbe gewichen, eine rothe Siegellackstange zeigt keine Spur von Roth mehr und ebenso erscheinen alle anderen Farben entweder dunkel oder in gelblichem Lichte. Dies ist leicht erklärlich. Das Kochsalzlicht enthält nur gelbe Lichtstrahlen, es kann daher nicht roth, blau, grün etc. beleuchten. Die Körper absorbiren entweder dieses gelbe Licht, dann erscheinen sie dunkel, oder sie reflectiren es mehr oder weniger, dann erscheinen sie mehr oder weniger hell in gelber Farbe. Wenn das Experiment nicht in aller Strenge, so wie beschrieben, gelingt, kommt dies daher, dass das Kochsalzlicht noch Spuren anderer Farbensorten enthält.

Die Spectralanalyse hat nun die Aufgabe, irgend ein Licht, sei es ein direct ausgesandtes oder ein durch Absorption nachträglich verändertes, auf seine Zusammensetzung zu untersuchen und daraus Schlüsse über die Natur der Körper zu ziehen, welche das Licht ausgesendet oder es verändert haben. Zu diesem Zwecke wird das Licht in ein Spectrum ausgebreitet und nachgesehen, welche Farben in demselben vorkommen, und welche darin fehlen.

An der Entdeckung der Spectralanalyse sind, im weitesten Sinne genommen, viele Forscher betheiligt. Wheatstone und Fraunhofer entdeckten die Linien des Sonnenspectrums; J. Herschel und Talbot untersuchten bereits die Spectra farbiger Flammen, Angström, Plücker, Desprez, W. A. Miller, Swan haben wichtige Beiträge geliefert und waren der eigentlichen Lösung nahe, aber erst Kirchhof und Bunsen haben die Theorie der Spectralanalyse vollständig begründet und dieselbe zu epochemachenden Entdeckungen auf chemischen, physikalischen und astronomischen Gebieten geführt.

Unsere nächste Aufgabe ist, die wichtigsten Spectralapparate kennen zu lernen. Bei der ausserordentlichen Mannigfaltigkeit, welche in der Construction derselben für die verschiedenen Untersuchungszwecke Platz gegriffen hat, dürfte eine Eintheilung derselben die Uebersicht erleichtern. Wir unterscheiden zunächst Spectroskope und Spectrometer, wobei wir unter ersteren jene meist einfacheren Apparate verstehen, welche nur gestatten, die Spectra zu beobachten, während die Spectrometer mit Vorrichtungen ausgestattet sind, um am Spectrum Winkelmessungen vorzunehmen. Letztere Instrumente haben wir bereits in §. 40 und 41 im Wesentlichen beschrieben. Unter den ersteren Apparaten können wir wieder zwei Gruppen unterscheiden, je nachdem dabei ablenkende Prismen oder Prismensysteme „ohne Ablenkung" zur Anwendung kommen. Die Beugungs- oder Gitterspectralapparate bilden eine besondere Gruppe, den Schluss machen die Apparate zur objectiven Darstellung der Spectra, die wir an passender Stelle ebenfalls beschreiben werden.

51 **Spectroskope mit ablenkenden Prismen.** Das einfachste Spectroskop ist ein stark zerstreuendes Prisma, das man unmittelbar

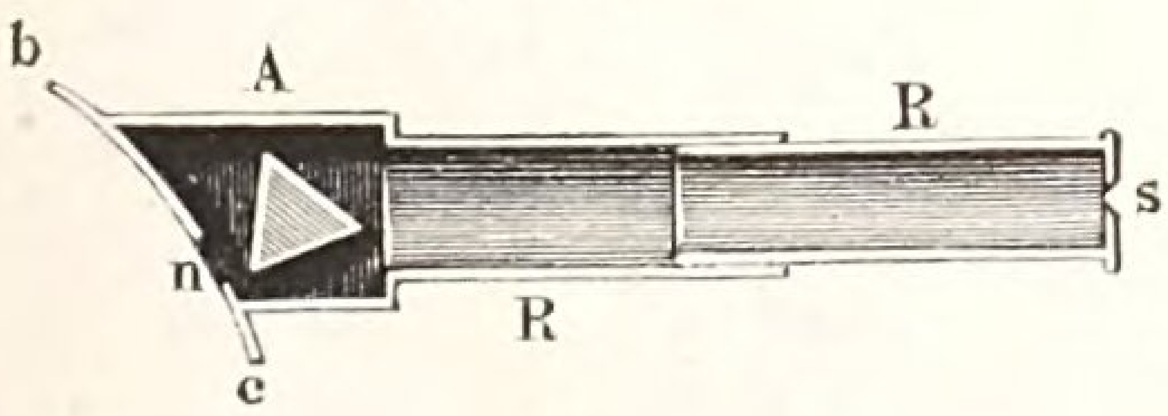
vor das Auge hält. Man kann damit die Spectra schmaler heller Streifen untersuchen. Legt man z. B. millimeterbreite Streifen verschieden gefärbter Papiere auf eine schwarze Unterlage, so beobachtet man mittelst des Prismas, dessen Kante natürlich parallel zu den Streifen zu halten ist, die Zusammensetzung der Farbenmischungen.

Ebenso gelingt auf diese Weise die Beobachtung der Fraunhofer'schen Linien beim Anblick einer schmalen Spalte im Fensterladen, so wie die Beobachtung der Spectra des elektrischen Funkens etc.

Als nächst einfachstes Instrument wäre das Spectroskop von Mousson, Fig. 177, zu erwähnen.

In einem innen geschwärzten Kästchen A von Messingblech ist ein Prisma (am besten ein solches von Faraday'schem Glase, welches 60^0 brechenden Winkel hat) so angebracht, dass es um seine verticale Axe etwas gedreht werden kann. Einerseits ist das Kästchen durch einen geschwärzten Schirm $b\,c$ begränzt, in welchem sich ein verticaler Spalt n befindet.

Fig. 177.



Andererseits ist eine innen geschwärzte Röhre R angesetzt, welche 3 bis 4 Centimeter weit von 40 bis zu 60 Centimeter Länge ausgezogen werden kann. An ihrem äussern Ende ist die Röhre mit einer feinen Spalte s (deren eine Schneide natürlich verschiebbar sein muss) versehen, welche mit der brechenden Kante des Prismas und der Spalte n parallel ist. Das zu untersuchende Licht wird durch die Spalte s eingeführt und das beobachtende Auge vor die Oeffnung n gebracht.

Die ganze Vorrichtung ist natürlich an einem passenden Stative befestigt.

Eine genauere Zeichnung und Beschreibung dieses, sowie eines ähnlichen von englischen Mechanikern construirten Instrumentes findet sich in Carl's Repertorium I, S. 73, Tafeln XIII und XIV.

Bunsen's Spectralapparat, in der von Steinheil verbesserten Construction, ist in Fig. 178 (a. f. S.) abgebildet.

Auf einem massiven gusseisernen Stativ ist oben eine Messingplatte befestigt, auf welcher ein Flintglasprisma von 60^0 aufgesetzt ist. Auf derselben Messingplatte ist ein Metallring befestigt, in welchem das Rohr A so steckt, dass es in keinerlei Weise bewegt werden kann. An seinem äusseren Ende trägt dieses Rohr eine Metallplatte mit der Spalte, durch welche das zu untersuchende Licht einfällt; das gegen das Prisma p gekehrte Ende des Rohres ist durch eine Linse geschlossen, in deren Brennpunkt sich die Spalte befindet.

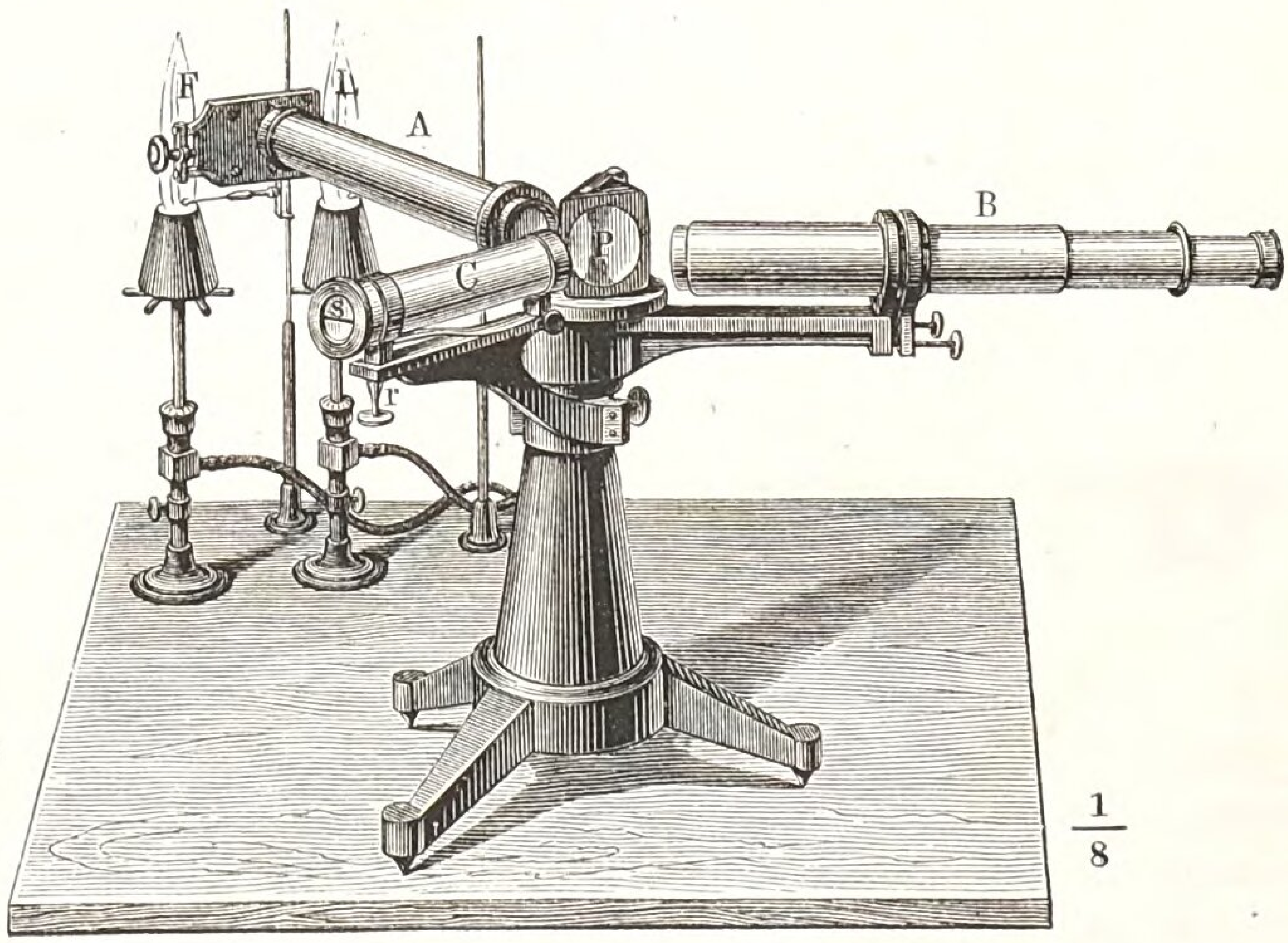
Das durch das Flintglasprisma p erzeugte Spectrum wird durch das astronomische Fernrohr B beobachtet.

Die Metallschiene, welche das Fernrohr B trägt, ist an einem Metallringe befestigt, welcher um den Hals des Stativs drehbar ist, so also, dass man den Winkel, welchen die Axe des Rohres B mit der Axe des

Rohres A macht, nach Belieben ändern und das Rohr B so stellen kann, dass jeder beliebige Theil des Spectrums in der Mitte des Gesichtsfeldes erscheint.

Nur der bis jetzt besprochene Theil des Spectralapparates ist nöthig, wenn derselbe bloss als Spectroskop, also nicht auch zu Messungen die-

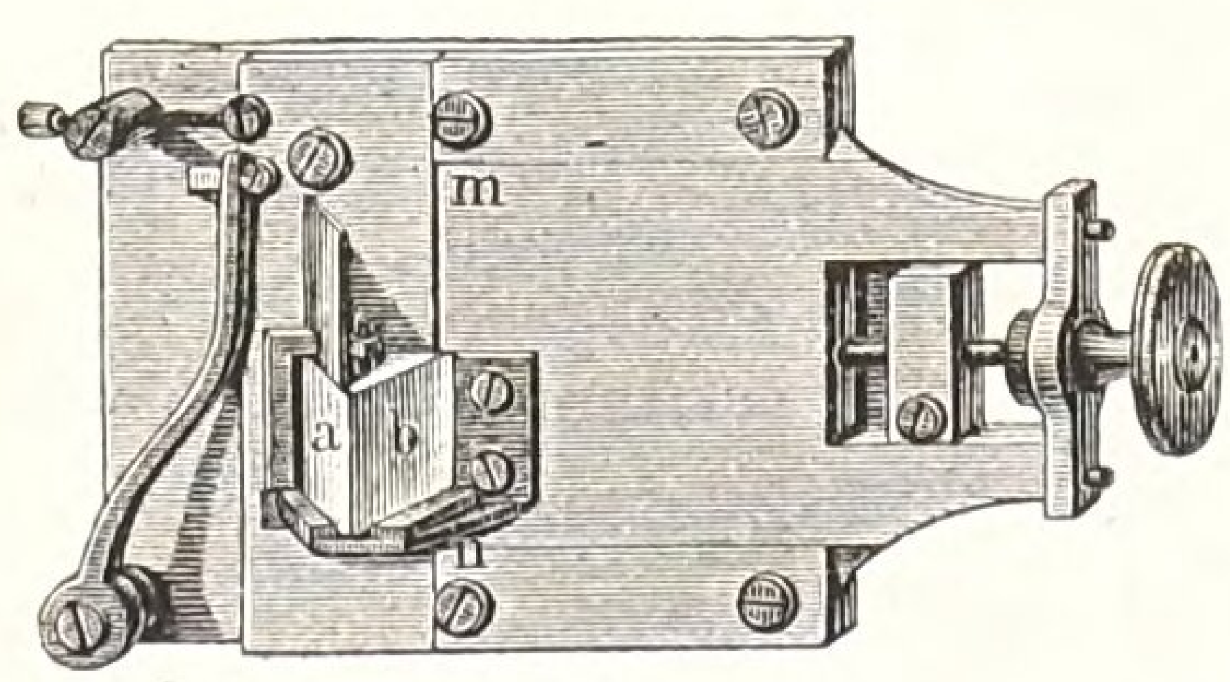
Fig. 178.



nen soll; nur ist noch zu bemerken, dass das Prisma zur Abhaltung von fremdem Lichte mit einem geschwärzten Kästchen von Pappendeckel oder mit einem schwarzen Tuch überdeckt werden muss, welches zugleich die dem Prisma zugekehrten Enden der Rohre A und B einschliesst.

Um verschiedene Spectra unmittelbar mit einander vergleichen zu können, dient die folgende durch Fig. 179 dargestellte am äusseren Ende des Rohres A angebrachte Vorrichtung. mn ist die Spalte, durch welche das Licht in das Rohr A einfällt und welche mittelst einer Mikrometerschraube nach Belieben weiter oder enger gemacht werden kann. Vor der unteren Hälfte dieser Spalte ist ein gleichseitiges Glasprisma angesetzt, dessen Wirkung durch Fig. 180 erläutert wird. Zunächst verhindert das Prisma cdf, dass von einer bei F aufgestellten Flamme Lichtstrahlen durch die untere Hälfte der Spalte in das Rohr A eintreten können. Wenn dagegen eine Flamme bei L aufgestellt ist, so werden die von L aus rechtwinklig auf die Fläche df fallenden Strahlen ungebrochen in das Prisma eintreten, bei r werden sie eine totale

Fig. 179.



Reflexion erfahren, um dann ungebrochen bis s aus dem Prisma auszutreten und durch die Spalte in das Rohr A zu gelangen. In das Fernrohr B, Fig. 178, schauend, sieht man also unmittelbar übereinander zwei Spectra: unten das Spectrum der Flamme L (weil das Fernrohr ein umkehrendes ist), oben dagegen das Spectrum der Flamme F.

Bei den Steinheil'schen Apparaten hat das kleine Prisma meist die in Fig. 181 gezeichnete Stellung, bei welcher es denselben Effect,

Fig. 180.

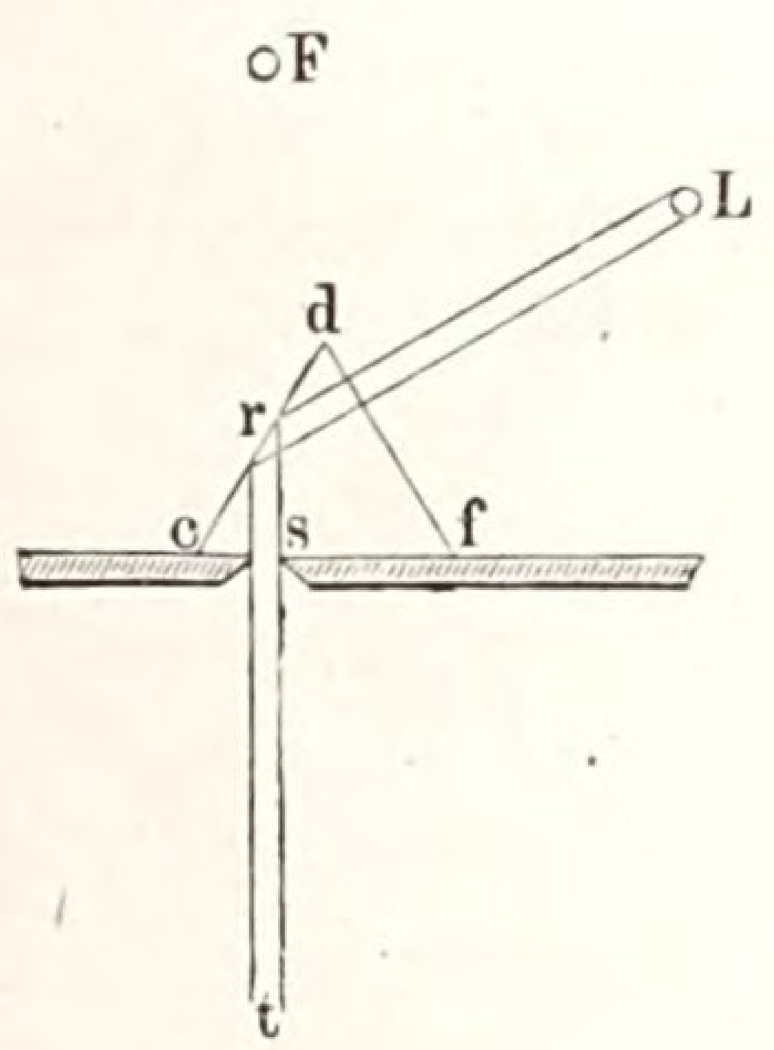
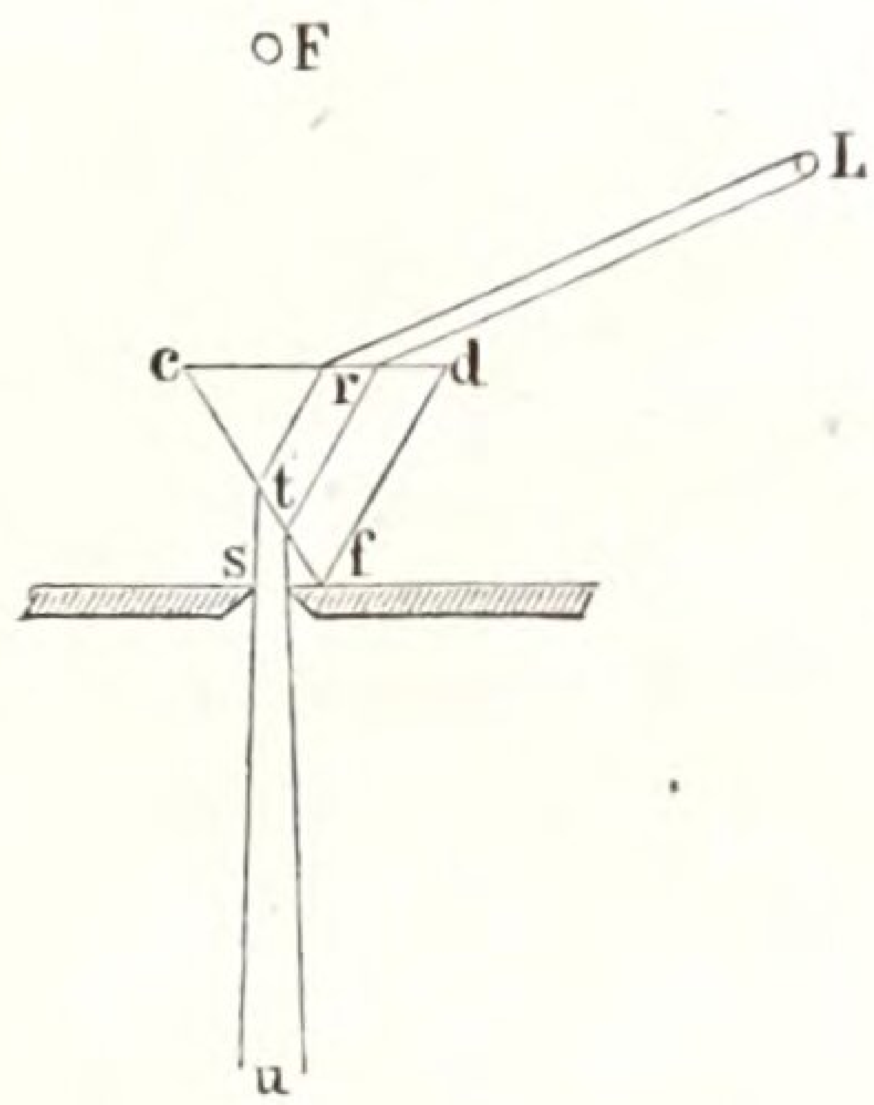


Fig. 181.



aber in einer nicht so leicht übersichtlichen Weise hervorbringt. Die von L ausgehenden, durch das Prisma auf die Spalte fallenden Strahlen bilden nämlich nicht, wie bei dem in Fig. 180 betrachteten Fall ein Bündel paralleler unzerlegter Strahlen, sondern ein Bündel zerlegter divergirender Strahlen. Da sich jedoch die Spalte mn im Brennpunkt der Objectivlinse des Rohres A befindet, so werden die von der Spalte aus divergirend auf die Linse fallenden Strahlen durch dieselbe wieder parallel gemacht, so dass sie denselben Effect hervorbringen, als ob noch unzerlegtes Licht auf das Prisma p, Fig. 178, gefallen wäre.

Diese Vorrichtung dient auch dazu, das Spectrum irgend einer Flamme direct mit dem Sonnenspectrum zu vergleichen. Wenn man z. B. nach Entfernung der Flamme F Sonnenlicht durch die obere Hälfte der Spalte mn, Fig. 179, eintreten lässt, während die Flamme L, Fig. 178, eine durch Kochsalz gelb gefärbte ist, so sieht man, dass die später näher zu besprechende helle gelbe Linie des Natriumspectrums genau mit der dunklen Fraunhofer'schen Linie D des Sonnenspectrums zusammenfällt, so dass erstere als die Verlängerung der letzteren erscheint.

In Fig. 178 sieht man noch ein drittes etwas excentrisch stehendes Rohr C; es ist an dem dem Prisma p zugekehrten Ende gleichfalls mit einer Linse versehen, in deren Brennpunkt am äusseren Ende des Rohres eine Glasplatte angebracht ist, auf welcher sich das ungefähr 15 mal verkleinerte negative photographische Bild einer Millimeterscala befindet. Oberhalb und unterhalb dieser Scala ist die Glasplatte mit Stanniol bedeckt.

Diese horizontal gestellte Scala (in unserer Figur erscheint sie als eine horizontale Linie bei *s*), deren Theilstriche weiss auf schwarzem Grunde stehen, wird durch eine Kerzen- oder Lampenflamme erleuchtet, welche in der Richtung der Axe des Rohres *C* aufgestellt ist.

Das Rohr *C* ist nun so gestellt, dass seine Axe mit der vorderen Fläche des Prismas *p* einen eben so grossen Winkel bildet wie die Axe des Fernrohres *B*. In das Fernrohr *B* hineinschauend, erblickt man also bei richtiger Einstellung gleichzeitig das Spiegelbild der Scala *s* und das Spectrum, welches durch das Prisma *p* erzeugt wird.

Mit Hülfe der Stellschraube *r* kann man das äussere Ende des Rohres *C* so weit heben oder senken, dass das Bild der Scala *s* gerade über dem gleichzeitig durch das Fernrohr beobachteten Spectrum steht, dass man also angeben kann, an welchem Theilstrich der Scala diese oder jene Partie des Spectrums erscheint.

Von der Benutzung dieser Scala wird weiter unten noch ausführlicher die Rede sein.

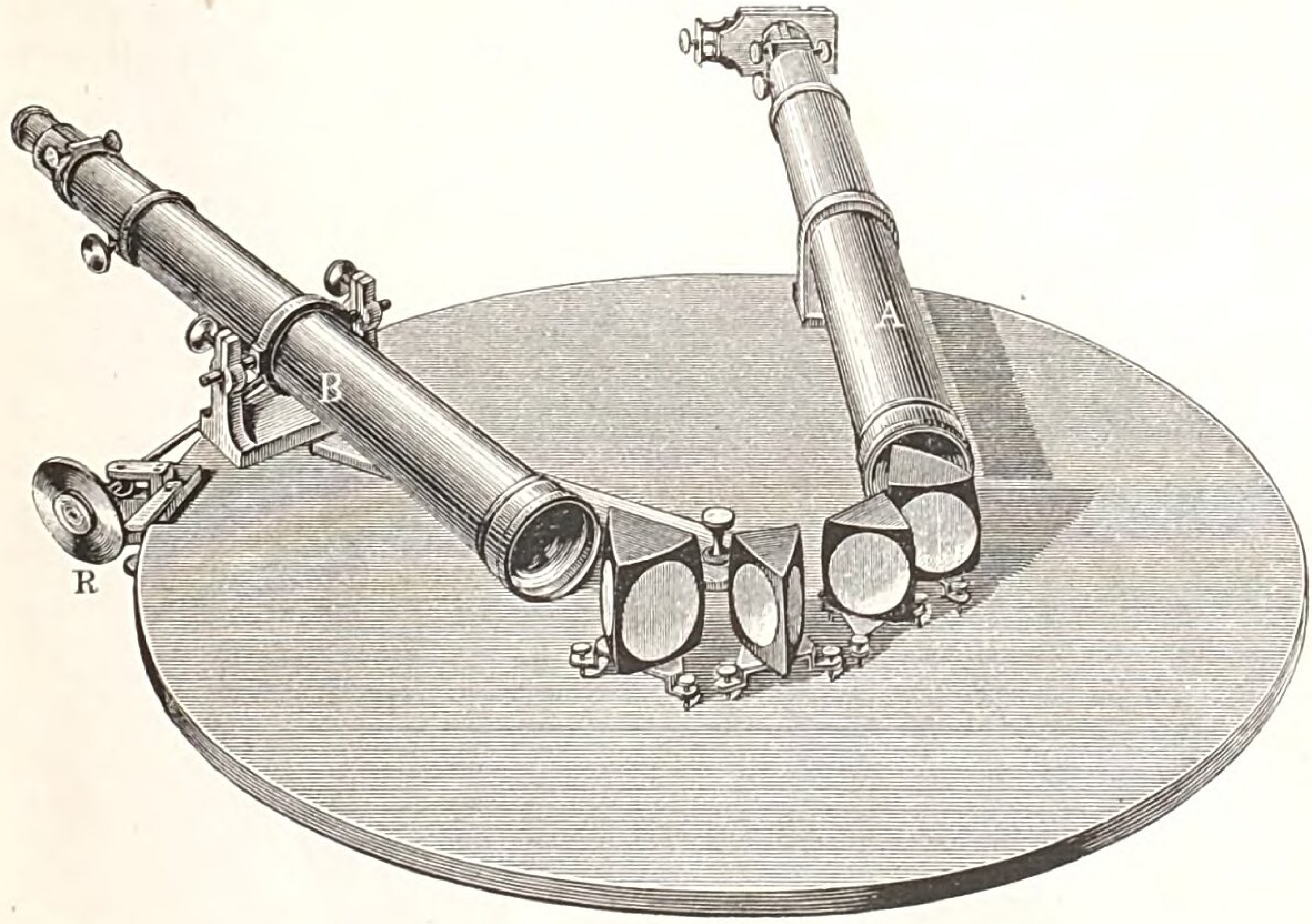
Mit dem eben beschriebenen Instrumente stimmen im Wesentlichen die Apparate vieler anderer Mechanikerfirmen überein. Die französischen und englischen Apparate sind meistens noch mit einer Messingkapsel ausgerüstet, welche über das Prisma gestülpt werden kann, um das störende Licht abzuhalten. Auch in der Befestigungsart des kleinen Prismas vor der Spalte und in der Construction der letzteren findet man manche Abweichungen, welche zu beschreiben uns nicht nöthig scheint. Rexroth in Wetzlar und Duboscque in Paris fertigen Spectralapparate, bei welchen das Beobachtungsrohr wie bei einem Mikroskop vertical steht; die aus dem horizontal liegenden Spaltrohr austretenden Strahlen werden durch Reflexion in passender Richtung auf das zerstreuende Prisma geworfen, dessen brechende Kante horizontal liegt. Auch diese Instrumente besitzen ein Scalenrohr.

Kirchhof's Spectralapparat zur Untersuchung des Sonnenspectrums, von Steinheil construirt, ist in Fig. 182 perspectivisch abgebildet. Er diente Kirchhof zu seinen berühmten „Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente" (Abhandl. d. königl. Acad. d. Wiss. zu Berlin 1861 und 1863).

Um eine vollständigere Entfaltung des Spectrums zu erzielen, werden statt eines einzigen Flintglasprismas deren vier angewandt, welche so aufgestellt sind, dass die aus dem ersten austretenden Strahlen auf ein zweites fallen, welches den Winkel noch mehr vergrössert, unter welchem die ungleich brechbaren Strahlen nach ihrem Austritt aus dem ersten Prisma divergiren. Dieser Winkel wird durch ein drittes und durch ein viertes Prisma noch mehr vergrössert. Der brechende Winkel der drei ersten Prismen ist 45^0, der brechende Winkel des vierten beträgt 60^0.

Diese vier Prismen sind mittelst kleiner Dreifüsse auf einer horizontalen, kreisförmigen eisernen Platte aufgestellt, auf welcher das Rohr *A*

Fig. 182.



befestigt ist. Das eine Ende dieses Rohres ist durch ein Fernrohrobjectiv von 46 Centimeter Brennweite geschlossen, in dessen Brennpunkt sich am andern Ende des Rohres eine Spaltvorrichtung befindet, wie sie bereits besprochen wurde. Das Beobachtungsfernrohr *B*, dessen Objectiv gleichfalls 46 Centimeter Brennweite hat, steht zunächst auf einer um den Mittelpunkt der eisernen Platte drehbaren Schiene, kann aber gegen diese Schiene abermals um eine verticale und eine horizontale Axe verschoben werden, wie man aus der Figur ersieht.

Die Vergrösserung des Fernrohrs *B* war eine 40 fache. Später hat man stark zerstreuende Spectroskope mit noch mehreren Prismen construirt.

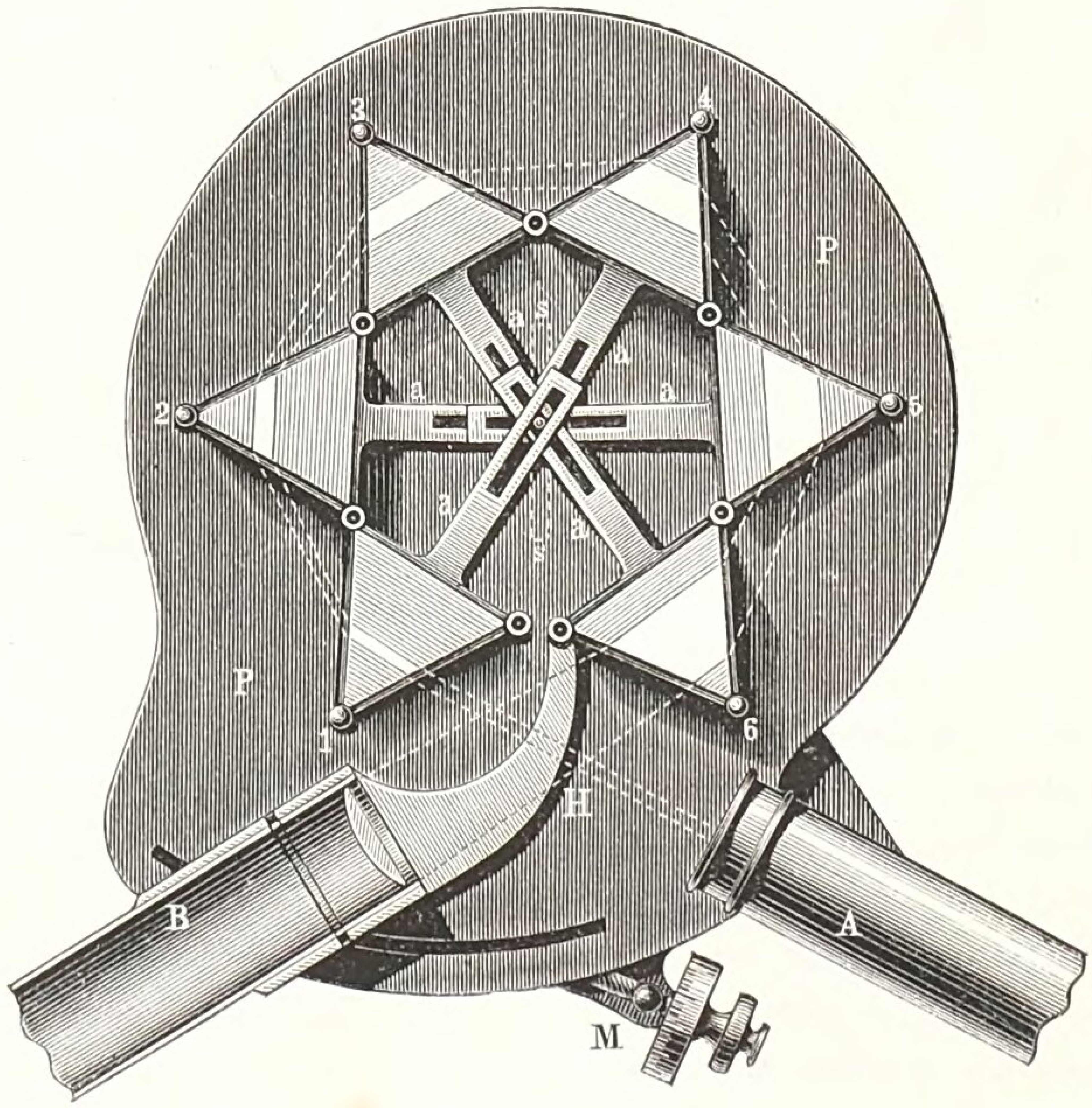
So wandte Thalén sechs Flintglasprismen, Gassiot deren acht, Merz sogar eilf Glasprismen an. Rutherfurd benutzte sechs, Cooke neun Schwefelkohlenstoffprismen. Mit letzteren gelang es, die Linie *D* in 60 feinere Linien aufzulösen. Allzuviele Prismen schwächen jedoch das Licht zu sehr. E. C. Fickering hat gezeigt, dass ein Prisma von 64^0 mehr als die doppelte Dispersion bei geringerem Lichtverluste giebt als ein Prisma von 45^0 und dass eine Combination von sieben Prismen von 64^0 wirksamer ist als eine solche von zwölf Prismen von 45^0.

Eine originelle Idee, welche von einigen Wiener Mechanikern ausgeführt wurde, besteht darin, das Strahlenbündel durch eine Reihe von Prismen auf einen Spiegel und von dort nach senkrechter Reflexion noch einmal rückwärts durch dieselbe Prismenreihe zu führen. Spaltrohr und Fernrohr fallen dann zusammen. Es befindet sich nämlich im Fernrohr

eine unter 45^0 gestellte Glasplatte, welche durch das seitlich angesetzte Spaltrohr die Strahlen empfängt und den Prismen zuführt.

Automatisches Spectroskop nennt man ein solches aus vielen Prismen zusammengesetztes, welches eine Vorrichtung besitzt, um sämmtliche Prismen zugleich in richtiger Weise zu verstellen, so dass sie für verschiedenfarbige Strahlen das Minimum der Ablenkung geben. O. v. Littrow hat zuerst eine solche Construction vorgeschlagen. Die

Fig. 183.



beistehende Figur 183 giebt eine Darstellung von Brownings automatischem Spectroskop.

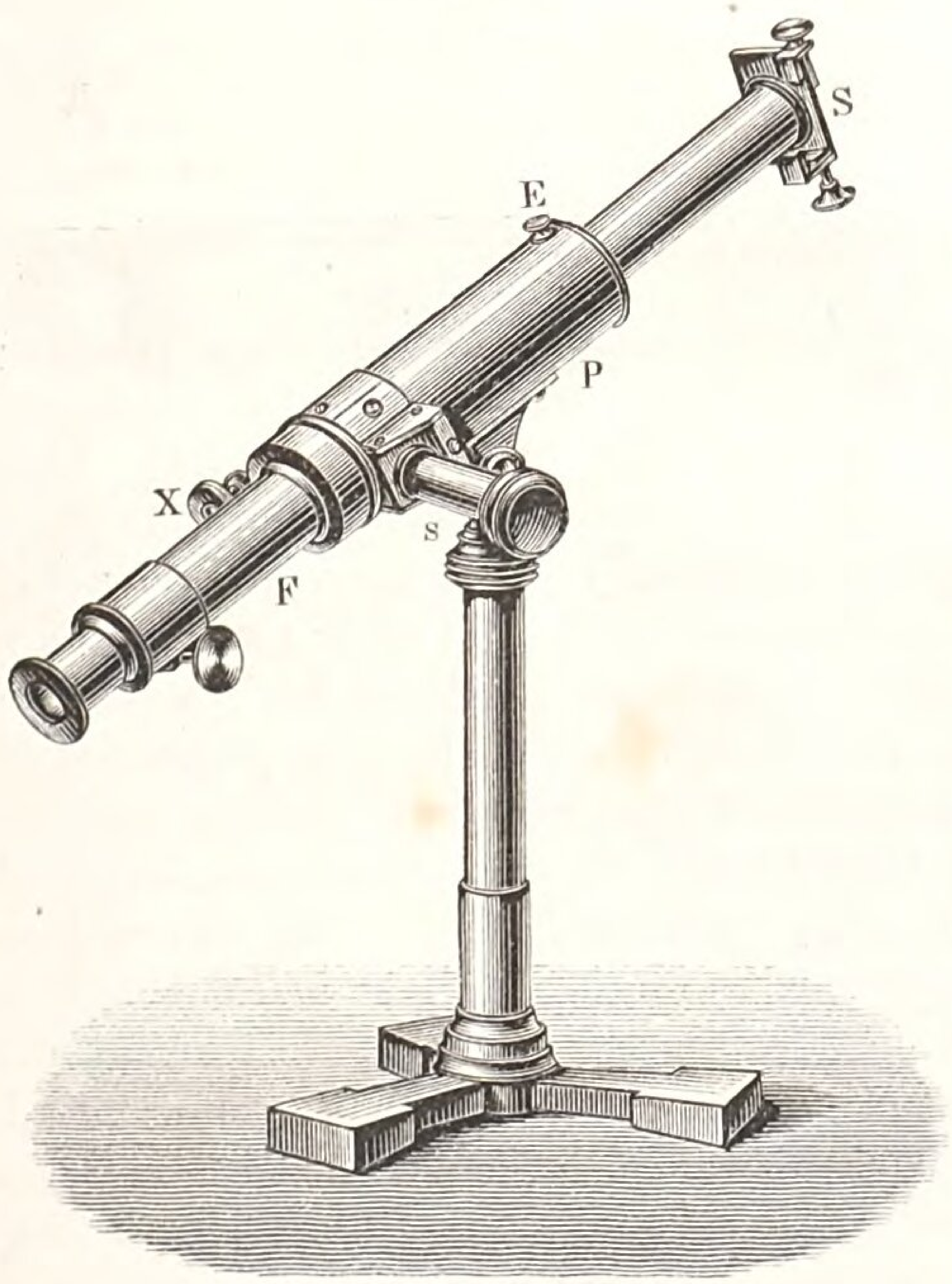
Von den sechs Prismen ist nur das erste an der Grundplatte *PP* befestigt, die übrigen sind mit der dreieckigen Metallfassung an den Ecken scharnierartig an einander gehängt. Jedes Prisma ist mittelst eines geschlitzten Fortsatzes so an den centralen Zapfen befestigt, dass es sich um denselben drehen, sich ihm nähern und entfernen kann, wobei aber die Halbirungslinie des Kantenwinkels stets die Richtung durch den Zapfen behält. Letzterer ist selbst unterhalb der Platte an dem verschiebbaren Stücke *s s* befestigt. Das Fernrohr wird durch die Schraube *M* verschoben und wirkt zunächst auf das Prisma *b* und durch dieses auf alle anderen Prismen in der Weise verstellend ein, dass stets alle die Minimalablenkungsstellung für die jeweilig zu beobachtende Strahlengruppe einnehmen.

Spectroskope mit gerader Durchsicht. Eine besondere Classe von Spectralapparaten, die sich wegen ihrer Bequemlichkeit immer mehr einbürgern, bilden die „Spectroskope mit gerader Durchsicht“ (*à vision directe*); wir wollen sie künftig kurz „geradsichtige Spectroskope“ nennen. 51

Die einfachsten hierher gehörigen Spectroskope sind die im §. 47 beschriebenen Prismen, welche den eintretenden Strahl durch innere totale Reflexion parallel mit der Einfallsrichtung austreten lassen; doch haben diese Prismen bisher keine grosse Verbreitung erlangt. Die meisten geradsichtigen Spectroskope beruhen auf der Anwendung der im §. 47 beschriebenen Combinationen mehrerer Prismen.

Ausgezeichnete Apparate dieser Art werden von Hofmann in Paris, von Browning in London, von Merz und von Steinheil in München verfertigt. Neuestens werden insbesondere die von Ad. Hilger in London (192 Tottenham Court Roan) nach den Rechnungen von Christie ausgeführten Instrumente empfohlen. (Poggend. Ann. Beiblätter Bd. I, S. 124 und 556). Fig. 184 zeigt ein Hofmann'sches Instrument dieser

Fig. 184.



Art nach Janssen. S ist die Spaltvorrichtung, bei E befindet sich die Collimatorlinse, P enthält die Prismencombination aus 5 Prismen (Fig. 168), F ist das Fernrohr, welches, um das Spectrum in seiner ganzen Ausdeh-

nung verfolgen zu können, mittelst der Schraube x ein wenig nach der Seite gedreht werden kann. s ist ein Scalenrohr, welches ebenfalls eine Convexlinse enthält, durch welche die von der Scala ausgehenden Strahlen parallel gerichtet werden, bevor sie auf die Begränzungsfläche des vordersten Prismas gelangen, von wo sie ins Ocular reflectirt werden.

Hofmann's Taschenspectroskop unterscheidet sich von dem eben beschriebenen Instrumente durch den Mangel eines Statives und des Scalenrohrs und die viel kleineren Dimensionen, welche insbesondere dadurch ermöglicht werden, dass statt des astronomischen Fernrohrs ein Galileisches angebracht ist. Das ganze Instrument ist nur etwa 20 Centimeter lang.

Browning's Taschen- oder Miniaturspectroskop ist noch einfacher construirt, indem es kein Fernrohr enthält. Die Figuren 185 u. 186

Fig. 185.

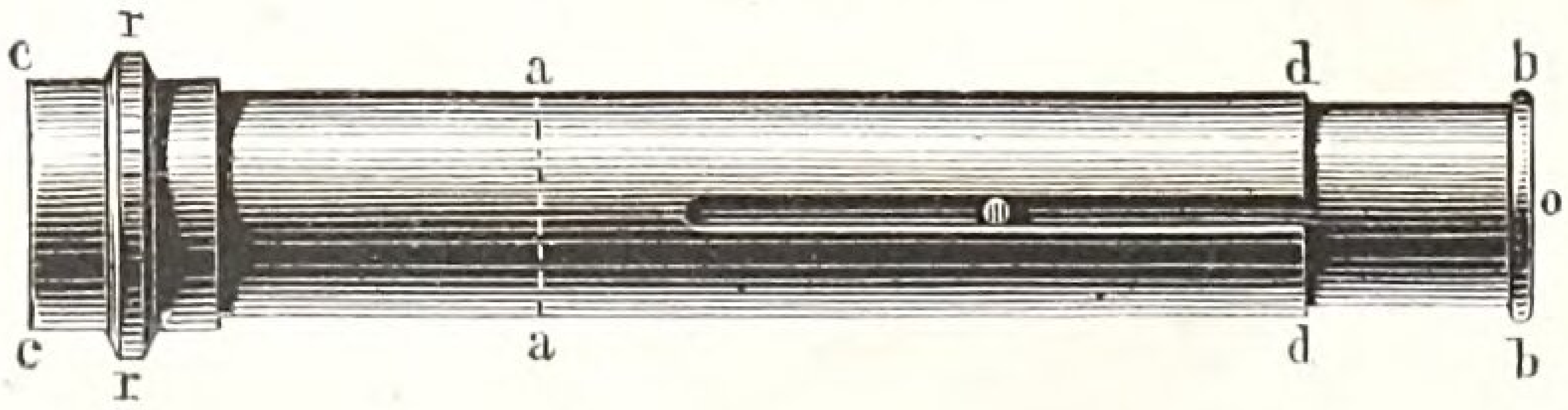
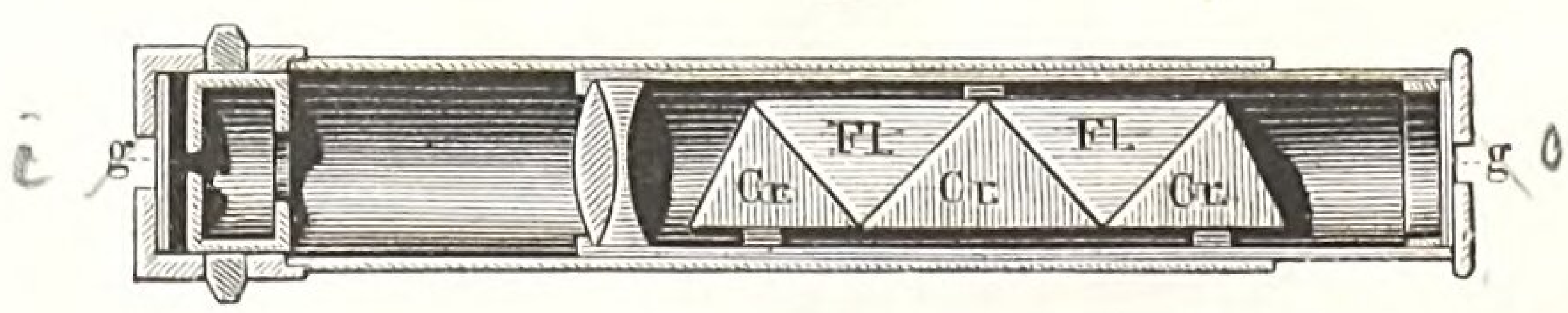


Fig. 186.



zeigen eine Abbildung und einen Längsdurchschnitt durch das Instrument in $^2/_3$ der natürlichen Grösse. Das System von 3 oder 5 Prismen wird in eine Röhre eingeschlossen, welche in einer zweiten Röhre, deren Ende die Spalte enthält, verschiebbar ist, damit der Abstand der letzteren der deutlichen Sehweite verschiedener Augen angepasst werden kann. Da aber zu diesem Zwecke die Ocularlöffnung o bis zu 30 Centimeter Abstand von der Spalte bei rr entfernt werden müsste, so würde der Apparat eine unbequeme Länge erhalten, wenn nicht diesem Uebelstande durch eine bei aa eingeschaltete achromatische Linse von 52 mm Brennweite vorgebeugt würde. Hierdurch erhält das Instrument die so bequemen kleinen Dimensionen. Die Weite der Spalte kann mittelst einer eigenthümlichen nach dem Princip des amerikanischen Universalklemmfutters construirten Vorrichtung durch blosse Drehung des Ringes rr regulirt werden. Die Endöffnungen sind zum Schutze gegen Staub durch Glasplättchen g verschlossen.

Auf einem ganz verschiedenen Wege hat Simmler (Pogg. Ann. CXX, 1863) ein Spectroskop „mit gerader Durchsicht“ hergestellt, indem er die abgelenkten Strahlen durch totale Reflexion an der Hypothenusen-

fläche eines rechtwinkligen Prismas in die ursprüngliche Richtung zurückführte. Hermann und Studer in Bern construiren nach diesem Principe Spectroskope mit zwei zerstreuenden Flintglas- und zwei reflectirenden Crownglasprismen.

Die astronomischen Spectroskope erfordern einige besondere Einrichtungen. Zunächst werden sie meist, wie die grossen Refractoren, mit einem Uhrwerk verbunden, welches bewirkt, dass die Instrumentaxe der scheinbaren Bewegung des Sternenhimmels folgt. Da ferner die Fixsterne nur als Punkte gesehen werden, so würde ihr Spectrum im Sternspectroskop nur als Linie ohne messbare Breite erscheinen und deshalb nur schwer zu untersuchen sein. Mittelst einer Cylinderlinse, d. i. einer Glaslinse, welche statt von Kugelflächen von Cylinderflächen begränzt ist, kann man jedoch das linienförmige Spectrum zu einem bandförmigen von merkbarer Breite ausdehnen. Eine Cylinderlinse giebt nämlich von einem leuchtenden Punkte nicht ein punktförmiges Bild, sondern ein verzerrtes, in Form einer leuchtenden geraden Linie, ebenso vereinigt sie parallele Strahlen statt in einem Brennpunkte in einer zur optischen Axe senkrechten Brennlinie. Von dieser macht man dann im Spectroskop denselben Gebrauch wie von einer Spalte.

Die Anordnung des ganzen Instrumentes kann dann auf zwei verschiedene Arten geschehen. Entweder man setzt, wie Fig. 187 zeigt, das Prismensystem P zwischen das Objectiv o und das Ocular des Fernrohrs, dessen Collectivglas c man durch eine Cylinderlinse ersetzt, oder man trifft eine Anordnung, wie sie in Fig. 188 dargestellt ist. Die vom

Fig. 187.

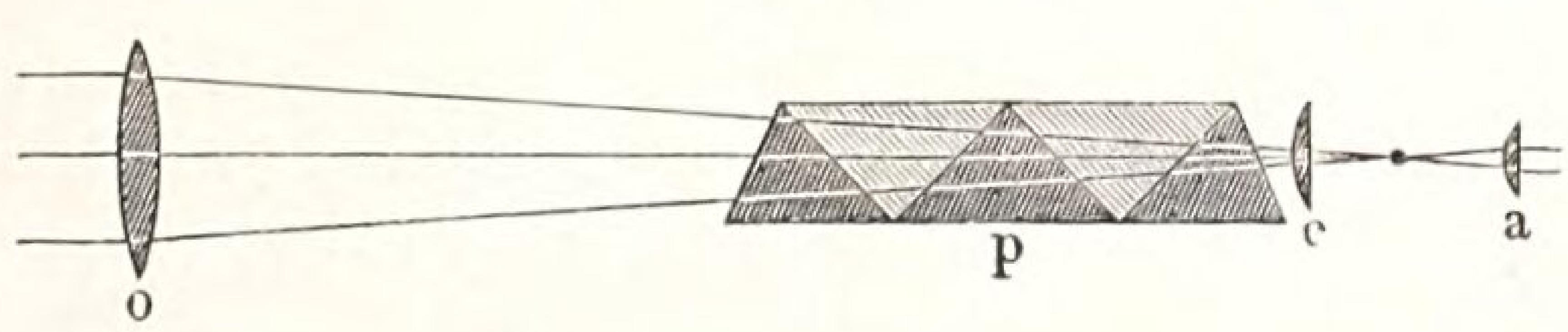
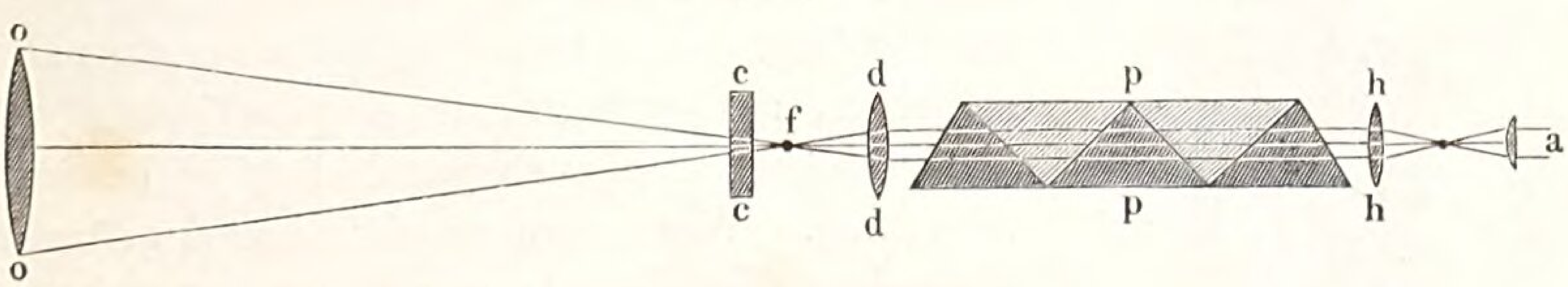


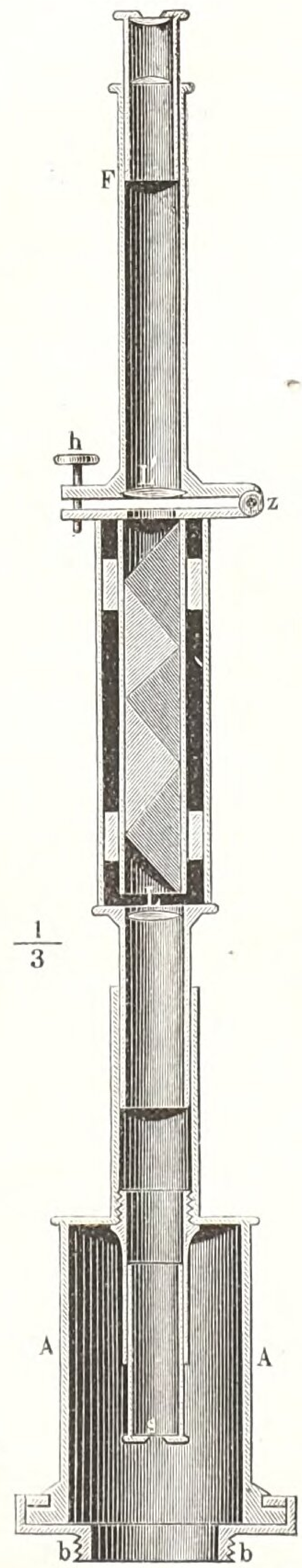
Fig. 188.



Fernrohr $o\,o$ kommenden Strahlen fallen zunächst auf die Cylinderlinse $c\,c$, welche den Brennpunkt des Objectivs in eine der Kante der Prismen parallele (auf der Zeichnungsebene senkrechte) Brennlinie f verwandelt. Die von f aus divergirenden Strahlen werden durch die Collimatorlinse $d\,d$ parallel gemacht, durch das Prismensystem $P\,P$ in ein Spectrum aufgelöst und dieses durch ein kleines Fernrohr, dessen Objectiv $h\,h$ und dessen Ocular a ist, beobachtet.

Das Sonnenspectroskop Zöllner's ist in Fig. 189 in $^1/_3$ der natürlichen Grösse abgebildet. Hier ist keine Cylinderlinse nöthig. *s* ist die Spalte, *L* die Collimatorlinse, welche die Strahlen parallel macht, hierauf folgt das Prismensystem. Das aus drei Linsen bestehende Ocular ist um das Scharnier *z* drehbar. Ausserdem lässt sich das ganze Spectroskop um seine Axe drehen, während es mittelst des Schraubengewindes *b b* an dem Refractor befestigt ist. Diese Einrichtung hat den Vortheil, dass sich das Spectroskop jederzeit entfernen und durch ein gewöhnliches Ocular vertauschen lässt. Ausser diesen „Ocularspectroskopen" giebt es aber auch „Objectivspectroskope", bei welchen auf die ursprüngliche Fraunhofer'sche Einrichtung, das zerstreuende Prisma vor dem Objectiv anzubringen, zurückgegriffen wurde. Diese Anordnung hat nach Sechi den Vorzug grösserer Helligkeit des Spectrums.

Fig. 189.



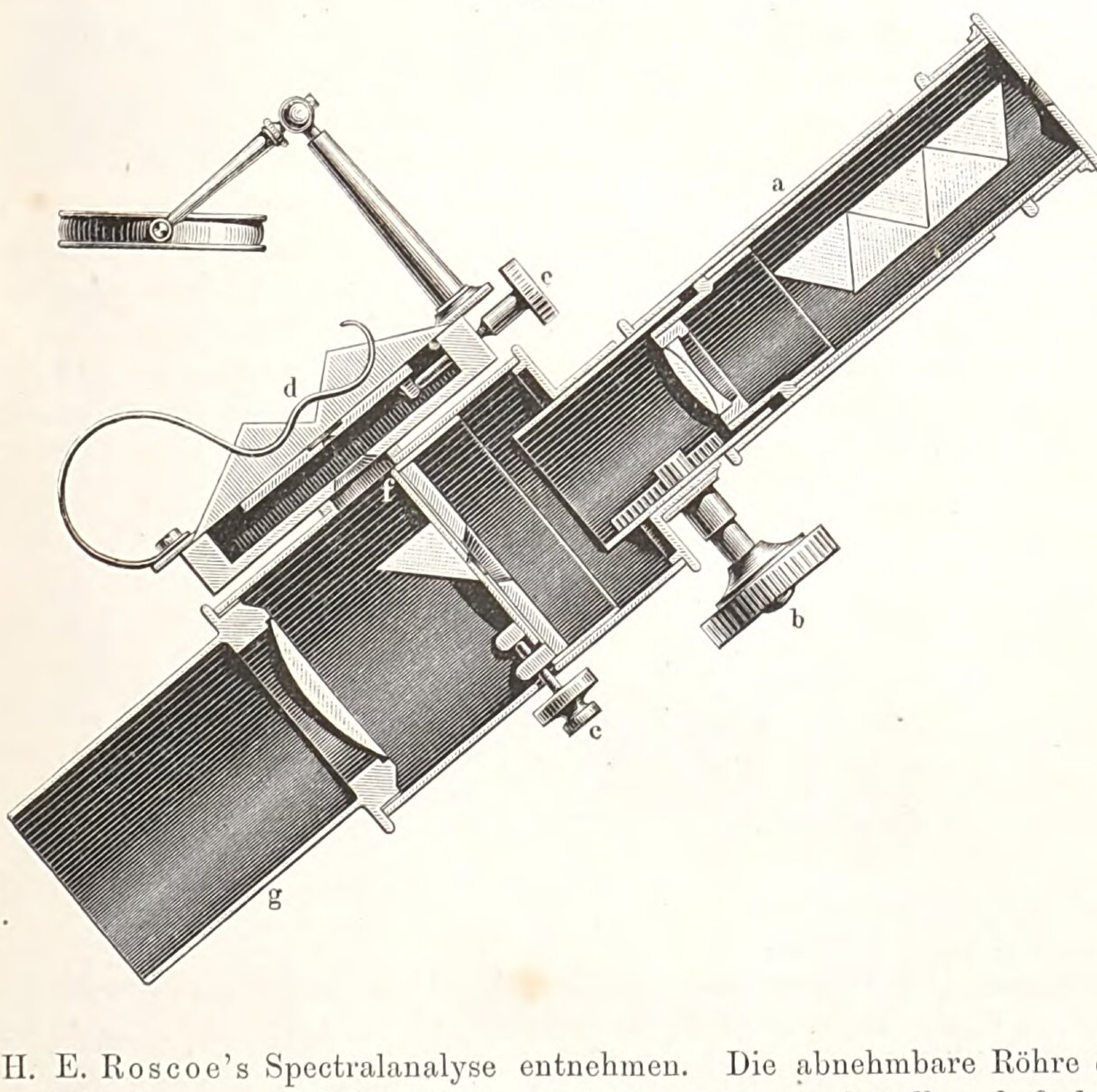
Zöllners Reversionsspectroskop ist ein sehr sinnreiches Instrument, welches insbesondere ermöglicht, sehr geringe Verschiebungen der Spectrallinien zu beobachten und zu messen. Es enthält zwei gleiche Prismensysteme mit gerader Durchsicht, welche in verkehrter Lage neben einander angebracht sind, so dass zwei Spectra mit entgegengesetzter Farbenreihe entstehen. Durch entsprechende mikrometrische Bewegungen der in zwei Hälften zerschnittenen Objectivlinse kann man die Lage der beiden Spectren in zweifacher Weise ändern. Man kann sie einerseits in horizontaler Richtung auseinander- oder zusammenschieben, andererseits sie einzeln höher oder tiefer stellen, also auch parallel über einander anordnen. Wenn nun unmittelbar angränzend über dem einen Spectrum mit der Farbenanordnung Roth-Violett, das andere Spectrum in der umgekehrten Anordnung Violett-Roth sichtbar ist, so müssen irgend wo zwei gleiche Farben resp. zwei identische Linien in Eine Verticale zu liegen kommen, und es muss durch parallele Verschiebung der Spectra möglich sein, zwei beliebige identische Linien in diese übereinstimmende Lage zu bringen. Aendert sich dann die Lage dieser Linien im Spectrum, so ändert sie sich im Gesichtsfeld bei

beiden Spectren in entgegengesetzter Richtung, die Verschiebung wird also in doppeltem Maasse sichtbar. Wir werden später hören, welche wichtige Folgerungen aus der Beobachtung einer solchen Verschiebung gezogen werden können.

Das Mikrospectroskop oder Spectralmikroskop ist ein mit Spectroskop ausgerüstetes Mikroskop. Auf letzteres Instrument kommen wir später zu sprechen, wir wollen daher hier nur den spectralen Theil berücksichtigen. Auch hier kann, wie bei den Fernröhren, der zerstreuende Apparat, der meistens auch aus einem Prismensystem mit gerader Durchsicht besteht, in verschiedener Weise angebracht werden.

Fig. 190 zeigt eine Durchschnittszeichnung des Mikrospectroskops von Sorby und Browning, welche wir dem vortrefflichen Werke

Fig. 190.



H. E. Roscoe's Spectralanalyse entnehmen. Die abnehmbare Röhre *a* enthält das geradsichtige Prismensystem, unterhalb desselben befindet sich ein achromatisches Ocular, bestehend aus Doppellinse und gesonderter Planconvexlinse. Zwischen den letzteren ist die Spalte angebracht, welche durch die Schraube *c* geöffnet und geschlossen werden kann. Eine andere in der Zeichnung nicht sichtbare Schraube regulirt die horizon-

tale Einstellung der Spalte. Das rechtwinklige Prisma und die Spalte bei *f* dienen zur Einführung eines Vergleichsspectrums. Bei *d* können Glasröhrchen mit Flüssigkeiten eingeklemmt werden. Das Licht glühender Körper kann durch den Spiegel hineinreflectirt werden.

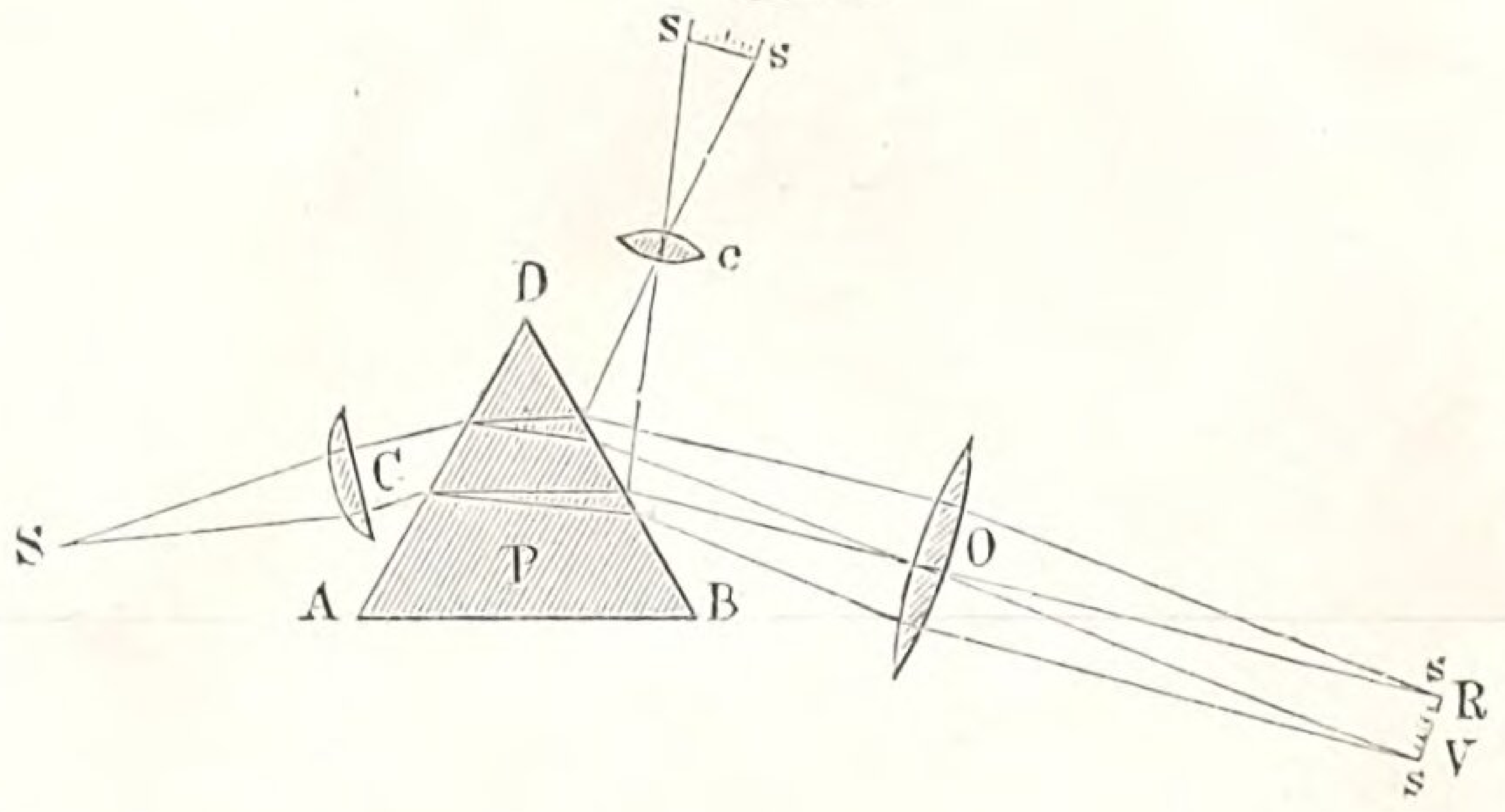
Das Ganze wird statt des gewöhnlichen Oculars mit der Röhre *g* auf den Tubus eines Mikroskops aufgesetzt und nach weit geöffneter Spalte und Wegnahme des Theiles *a* zunächst das Object scharf eingestellt. Dann setzt man *a* auf, verengert den Spalt nach Bedarf und stellt das Spectrum mittelst der Schraube *b* scharf ein. Es ist ferner darauf zu achten, dass die beiden Spalten in derselben Richtung erscheinen. Die Benutzung des Apparates erfordert sorgfältige Uebung. Vorzügliche Apparate ähnlicher Art werden auch von deutschen Optikern geliefert.

52 **Spectralapparate mit Scala;** Bedeutung und Reduction der Scalenangaben; Gitterspectroskope.

Eine mittlere Stellung zwischen Spectroskop und Spectrometer nehmen jene Apparate ein, welche mit einem Scalenrohr versehen sind, da sie wenigstens eine angenäherte Messung der Lage der Spectrallinien gestatten. Wir haben das Hauptsächliche der Einrichtung bereits bei Steinheil's Apparat, §. 51 Fig. 178, kennen gelernt. Zu besserem Verständniss der Anordnung mag das Schema der Fig. 191 dienen.

Von der Spalte *S* fallen die Strahlen auf die Collimatorlinse *C*, gelangen dann parallel auf das Prisma und werden dort abgelenkt und

Fig. 191.

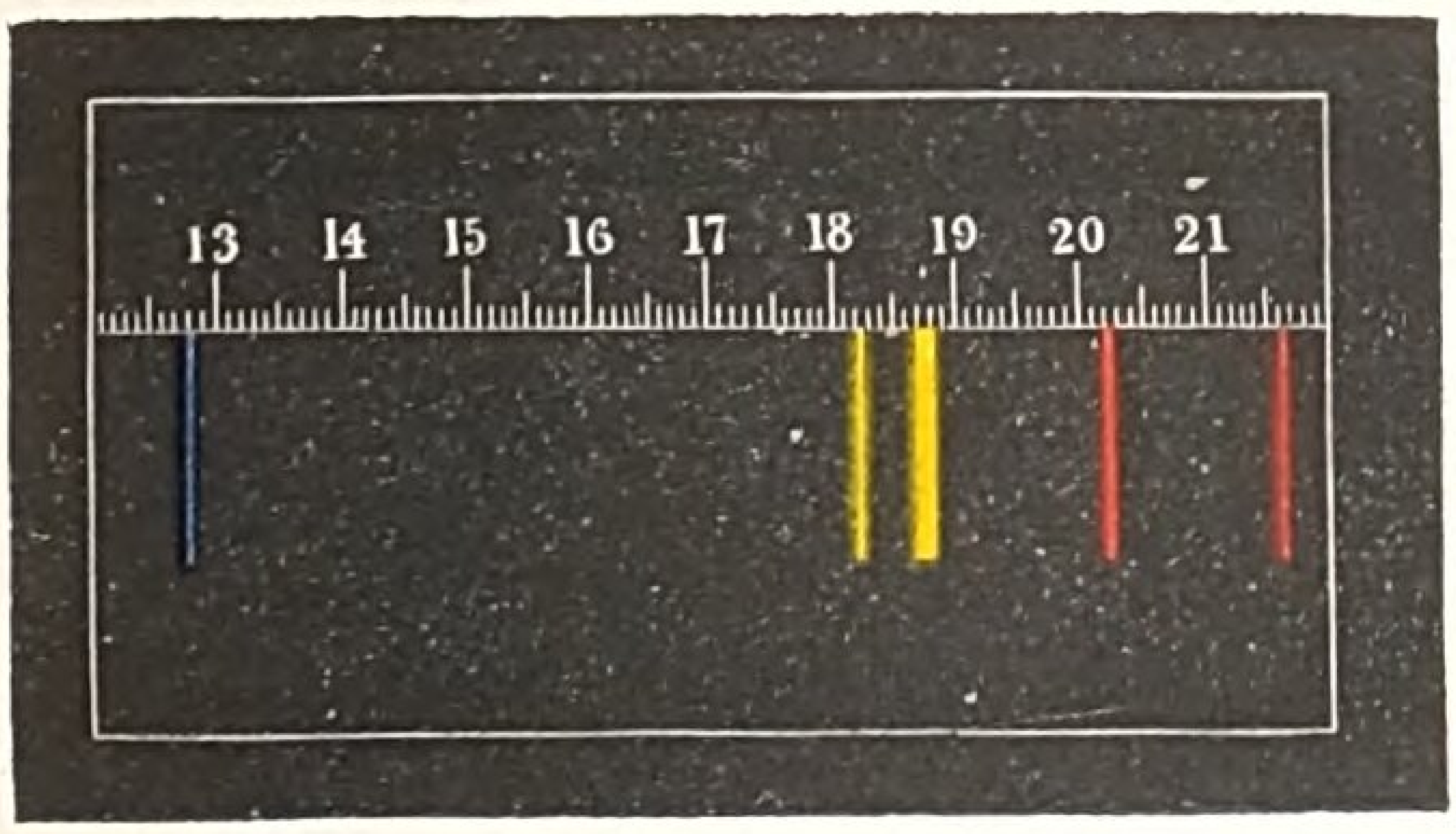


zerstreut. Die Objectivlinse des Fernrohrs *O* sammelt die rothen Strahlen in *R*, die violetten in *V*, die übrigen auf der Linie *R V*. In *s s* ist die durchsichtige von hinten beleuchtete Scala in Brennweiteentfernung von der kleinen Sammellinse *c*. Die von je Einem Punkte der Scala ausgehenden Strahlen fallen daher unter sich parallel auf die Vorderfläche *D B* des Prismas. Ein Theil derselben dringt in das Prisma ein, wird aber von der geschwärzten Hinterfläche *A B* absorbirt, der andere Theil wird gegen die Linse *O* reflectirt und ebenfalls in Einem Punkte der

Linie $R\,V$ vereinigt. In $R\,V$ fallen daher die reellen Bilder sowohl des Spectrums als der Scala auf einander und werden durch das in der Zeichnung weggelassene Ocular des Fernrohrs angeschaut. Dem Beobachter bietet sich dann beispielsweise ein Anblick dar, wie er durch Fig. 192 dargestellt ist.

Er sieht z. B. bei einer bestimmten Anordnung des Prismas, des Spaltrohrs und des Scalenrohrs die gelbe Linie des Natronlichtes zwischen den Strichen 182 und 183 der Scala (die Nullen der Zahlen 180, 190 etc. sind in der Scala weggelassen). Die gelbe Strontianlinie erscheint bei 187·5, die blaue Strontianlinie bei 128, die rothe Lithiumlinie bei 202·5, die rothe Kaliumlinie bei 216·5. Diese Zahlen haben aber keinen absoluten Werth, denn sie gelten nur für dieses Instrument und nur bei dieser Anordnung seiner Theile. Nur dann können die Angaben zweier Instrumente vollkommen übereinstimmen, wenn die Dimensionen der Scala und die Brennweite der Linse des Scalenrohrs dieselben sind, wenn ferner der Winkel des Prismas und die Brechungsverhältnisse desselben für alle Strahlen gleich gross sind und endlich auch die Stellung des Prismas genau dieselbe ist. Die Scalen, meist von Salleron und Ferrier in Paris gefertigt, haben in der Regel gleiche Grösse, eine Abweichung im Maassstabe derselben sowie eine Verschiedenheit der Brennweite der Scalenrohrlinse würden nur eine proportionale Veränderung der relativen Linienabstände hervorrufen, welche leicht auf ein gemeinsames Maass reducirt werden könnten. Die Verschiedenheit in der Wirkung des Prismas ist fataler, weil sie die Proportionalität der Scalenangaben stört, sie lässt sich zwar durch verschiedene Stellung des Prismas annähernd ausgleichen, allein es wird stets am sichersten sein, durch ein graphisches Interpolationsverfahren, wie Steinheil vorgeschlagen hat, die Angaben des Instrumentes auf die der Bunsen'schen Scala oder, wie neuerdings vorgezogen wird, direct auf Wellenlängen zu reduciren. Zu diesem Zwecke braucht man nur zu wissen, dass im Bunsen'schen Apparate, wenn man daselbst die gelbe Natronlinie oder die Linie D des Sonnenspectrums auf dem Theilstrich 100 (nach Lecoc) einstellte (Bunsen selbst stellte sie meistens auf 50), die Fraunhofer'schen Linien folgende Lage hatten, wie sie in der ersten Columne der nachstehenden Tabelle angegeben sind.

Fig. 192.

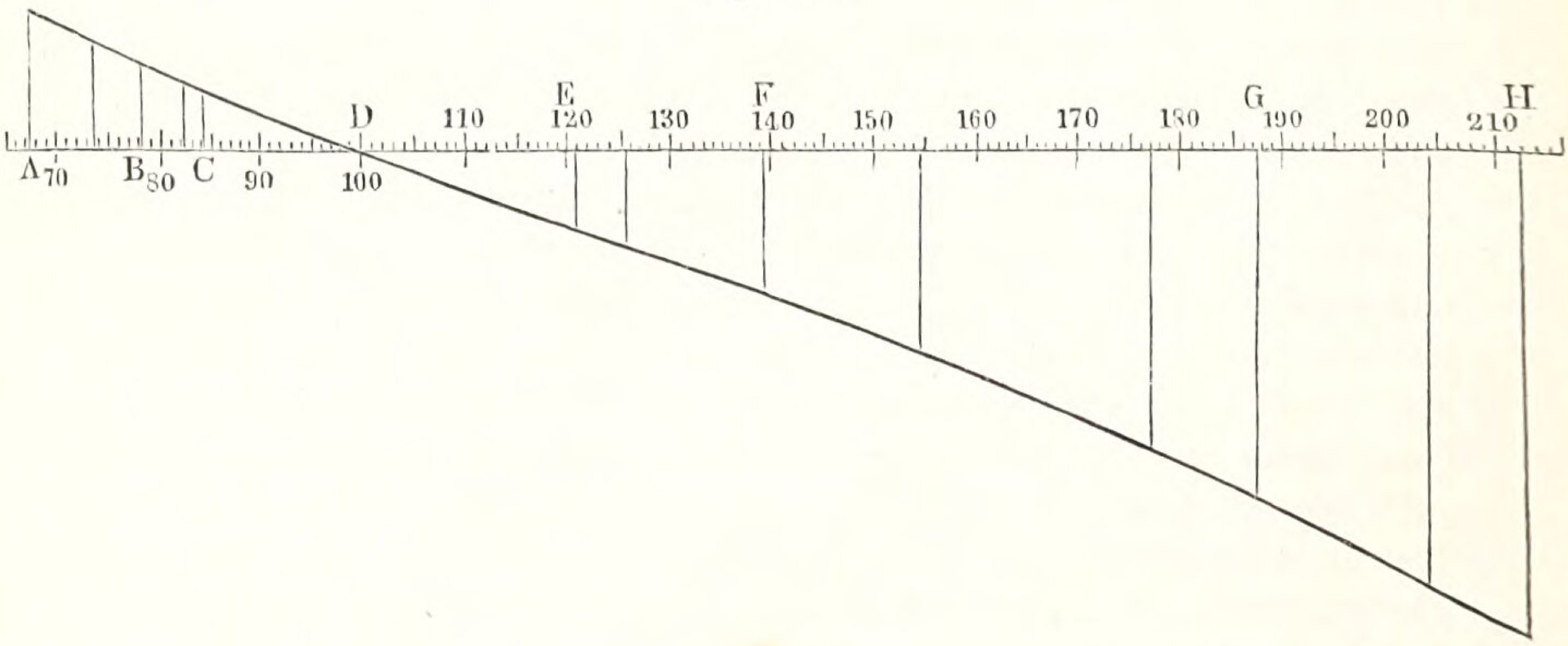


Bunsen's Apparat		Zu untersuchender Apparat	Differenz
A	67·5	—	—
B	78·0	78·8	+ 0·8
C	84·0	84·6	+ 0·6
D	100·0	100·0	0·0
E	121·0	120·3	— 0·7
F	139·6	138·2	— 1·4
G	177·6	174·6	— 3·0
H	211·8	207·0	— 4·8

Angenommen nun, in einem andern zu untersuchenden Apparate haben die Fraunhofer'schen Linien, nachdem man die *D*-Linie ebenfalls auf 100 gestellt, die in der zweiten Columne angegebene Lage, so rechnet man die Differenzen und trägt diese Zahlenwerthe auf einem rechtwinkligen Coordinatensystem in der Weise auf, dass die Zahlen der zweiten Columne an die betreffende Stelle der Abscissenaxe kommen und die Differenzen (in vergrössertem Maassstabe) als Ordinaten erscheinen. Fig. 193.

Die Enden der Ordinaten verbindet man durch eine Curve. Die an derselben für irgend einen Abscissenpunkt abgelesene Ordinate giebt

Fig. 193.



dann unter Rücksichtnahme auf das Zeichen die jedesmalige Correction, welche man zu einer Scalenangabe des Instrumentes hinzufügen muss, um dieselbe auf Bunsen's Scala zu reduciren. D. H. Vogl hat vorgeschlagen, die Linie *D* immer mit 0 zu bezeichnen und die Scalentheile von dort gegen das rothe Ende mit —, gegen das violette Ende mit + zu zählen. Es sind also bereits drei verschiedene Anfangspunkte der Scala üblich: nach Bunsen, Lecoc und Vogl, welche die Linie

D mit 50, 100 und 0 bezeichnen. Ausserdem werden wir später noch der hiervon verschiedenen Kirchhoff'schen Scala des Sonnenspectrums begegnen.

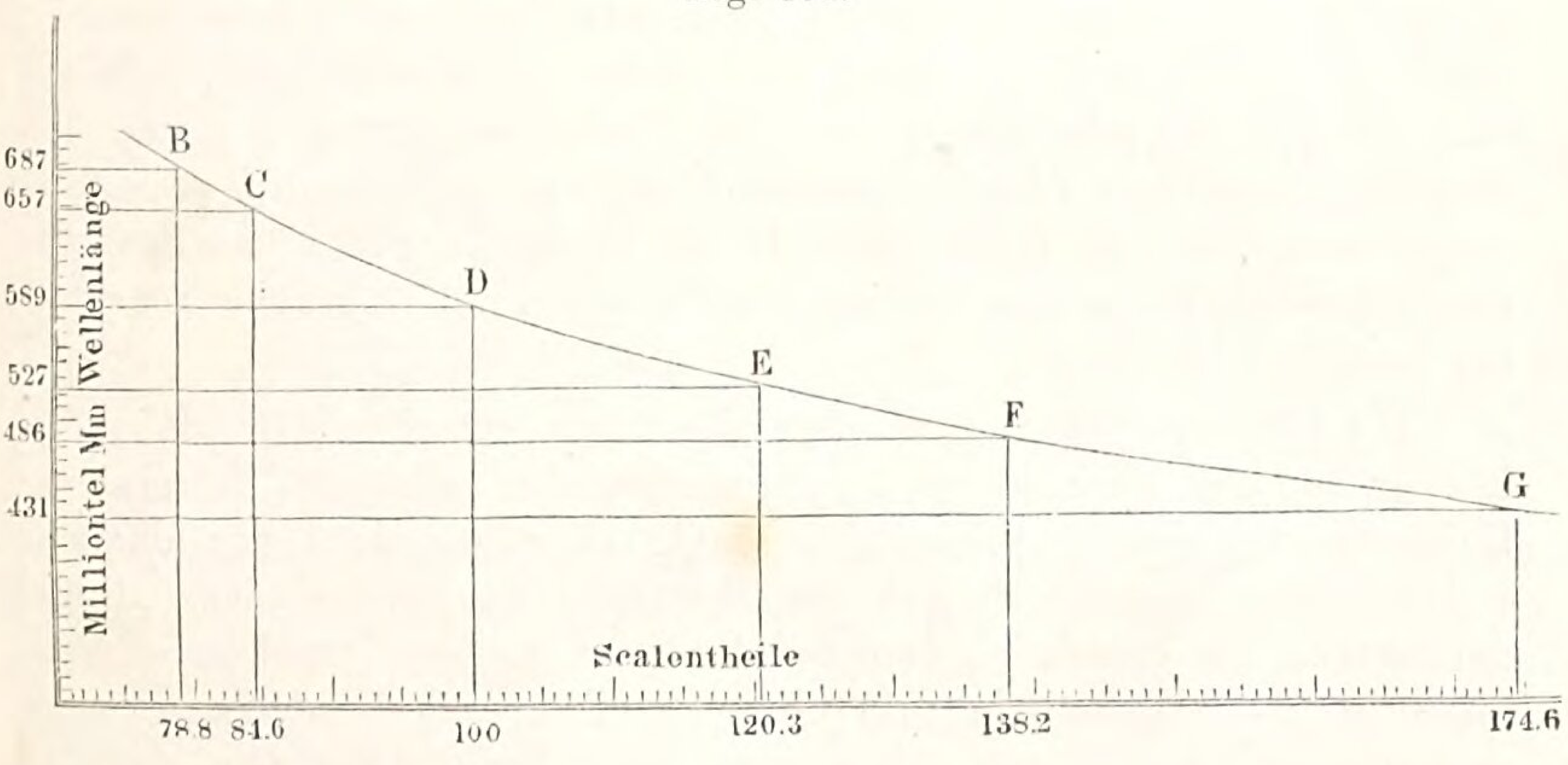
Um alle Willkür auszuschliessen und eine Bezeichnung zu wählen, welche sicher von allen Physikern richtig verstanden wird, reducirt man die Scalenangaben auf Wellenlängen, die in Milliontel von Millimetern angegeben werden. Wir schalten hier die Bemerkung ein, dass nach Listing's Vorschlag die Milliontel Millimeter durch das Zeichen μ bezeichnet werden, z. B. $761^{\mu} = 0{\cdot}000761$ Millimeter.

Vorgreifend geben wir nachfolgend eine kleine Tabelle dieser Wellenlängen für die Fraunhofer'schen Linien:

A	761^{μ}
B	687
C	657
D	589
E	527
F	486
G	431
H_1	397
H_2	394

Um die Angaben jenes Instrumentes, für welches wir vorhin die Reduction auf Bunsen's Scala vorgenommen haben, auf Wellenlängen zu übertragen, könnten wir uns der Construction nach Fig. 194 bedienen.

Fig. 194.



Die Abscissen sind Scalentheile, die Ordinaten Wellenlängen. (In der Figur ist, um Raum zu sparen, die Linie *H* weggelassen und der Maassstab, namentlich für die Ordinaten, kleiner angenommen, als der Genauig-

keit zuträglich wäre.) Indem man für irgend eine Scalenablesung die zugehörige Ordinatenhöhe abliest, erhält man direct die Wellenlängen. Selbstverständlich führt eine Interpolation durch Rechnung zu genaueren Resultaten.

Der Vortheil, der darin liegt, dass man die im Spectrum gesehenen oder fehlenden Lichtsorten durch ihre Wellenlängen definirt, ist leicht einzusehen. Wie bereits im §. 43 bemerkt wurde, ist weder die Ablenkung, noch der Brechungsquotient einer Lichtsorte, noch viel weniger die Lage auf irgend einer Scala für eine Lichtsorte constant, denn sie ändert sich, wenn man die Substanz des Prismas wechselt. Es wäre daher sehr wünschenswerth, eine Methode zu besitzen, welche mit Umgehung des von Substanz zu Substanz veränderlichen Brechungsquotienten, also auf einem von der Brechung ganz unabhängigen Wege direct die Wellenlängen einer Lichtsorte zu bestimmen gestattete. Eine solche Methode besitzen wir in der That durch Benutzung der Beugungs- oder Gitterspectra, welche man durch Anwendung feiner Gitter erhält. Wir können diesen Gegenstand erst später näher besprechen. Hier sei nur vorläufig erwähnt, dass im Beugungsspectrum die Ablenkung der Strahlen stets der Wellenlänge proportional ist. Leider ist die geringere Helligkeit des Beugungsspectrums in vielen Fällen seiner Anwendung hinderlich, weshalb es das prismatische Spectrum aus den Spectralapparaten nie ganz verdrängen wird.

53 **Methoden zur Gewinnung des Lichtes für die Spectralanalyse; Flammen- und Funkenspectra, Emissions- und Absorptionsspectra.** Die Spectralanalyse ist zunächst eine Lichtanalyse, sie kann aber indirect zu einer Stoffanalyse, d. i. chemischen Analyse, gemacht werden, wenn man zuvor die Beziehungen zwischen chemischer Zusammensetzung und der Zusammensetzung des von den Stoffen ausgesandten Lichtes ermittelt hat. Die zu untersuchenden Körper müssen, wenn sie nicht, wie z. B. die Fixsterne, zuvor leuchten, dadurch leuchtend gemacht werden, dass man sie auf eine hohe Temperatur bringt.

Die Erfahrung lehrt nun, dass alle festen und flüssigen glühenden Körper, so lange sie in diesen Aggregatzuständen verharren, continuirliche Spectra geben, welche sich wenig oder gar nicht von einander unterscheiden, weshalb sie sich zur Charakteristik nicht eignen. Hingegen zeigen die glühenden dampf- oder gasförmigen Körper sehr mannigfaltige charakteristische Spectren. Die Temperatur, welche wir dem zu untersuchenden Körper geben, muss daher hoch genug sein, um ihn zum Verdampfen zu bringen und in glühendes Gas zu verwandeln. Bei dem wechselnden Grade der Flüchtigkeit der verschiedenen Stoffe sind deshalb die verschiedensten Erhitzungsmethoden anzuwenden, und daher ergiebt sich auch eine grosse Mannigfaltigkeit von Untersuchungsweisen,

deren richtige Anwendung auf das Resultat von grossem Einflusse ist. Wir wollen hier nur die wichtigsten dieser Methoden kennen lernen.

Das einfachste Mittel, einen Körper in glühenden Dampfzustand zu versetzen, besteht darin, dass man ihn in eine heisse Flamme bringt. Soll aber dann das Licht, welches sein glühender Dampf aussendet, untersucht werden, so darf die Flamme selbst nicht auch Licht aussenden, denn sonst würde es unmöglich sein, die Spectra der beiden Lichtquellen zu trennen. Eine solche fast gar nicht leuchtende Flamme ist die des reinen Weingeistes; eine andere, noch heissere und deshalb brauchbarere ist die des mit Luft gemengten Leuchtgases, wie sie ein Bunsen'scher Brenner liefert. Der letztere gehört deshalb zu den wichtigsten Hilfsapparaten bei Spectraluntersuchungen und ist wohl auch sonst eines der unentbehrlichsten Einrichtungsstücke der chemischen und physikalischen Laboratorien geworden.

Fig. 195 stellt den Bunsen'schen Gasbrenner dar. In das Messingrohr *a* strömt das Leuchtgas unten durch eine feine dreispaltige Oeffnung ein, welche in der den entsprechenden Theil des Apparates ohne das Rohr *a* in natürlicher Grösse darstellenden Figur 196 deutlich zu sehen ist. Innerhalb des Rohres *a* mischt sich das Leuchtgas mit

Fig. 195.

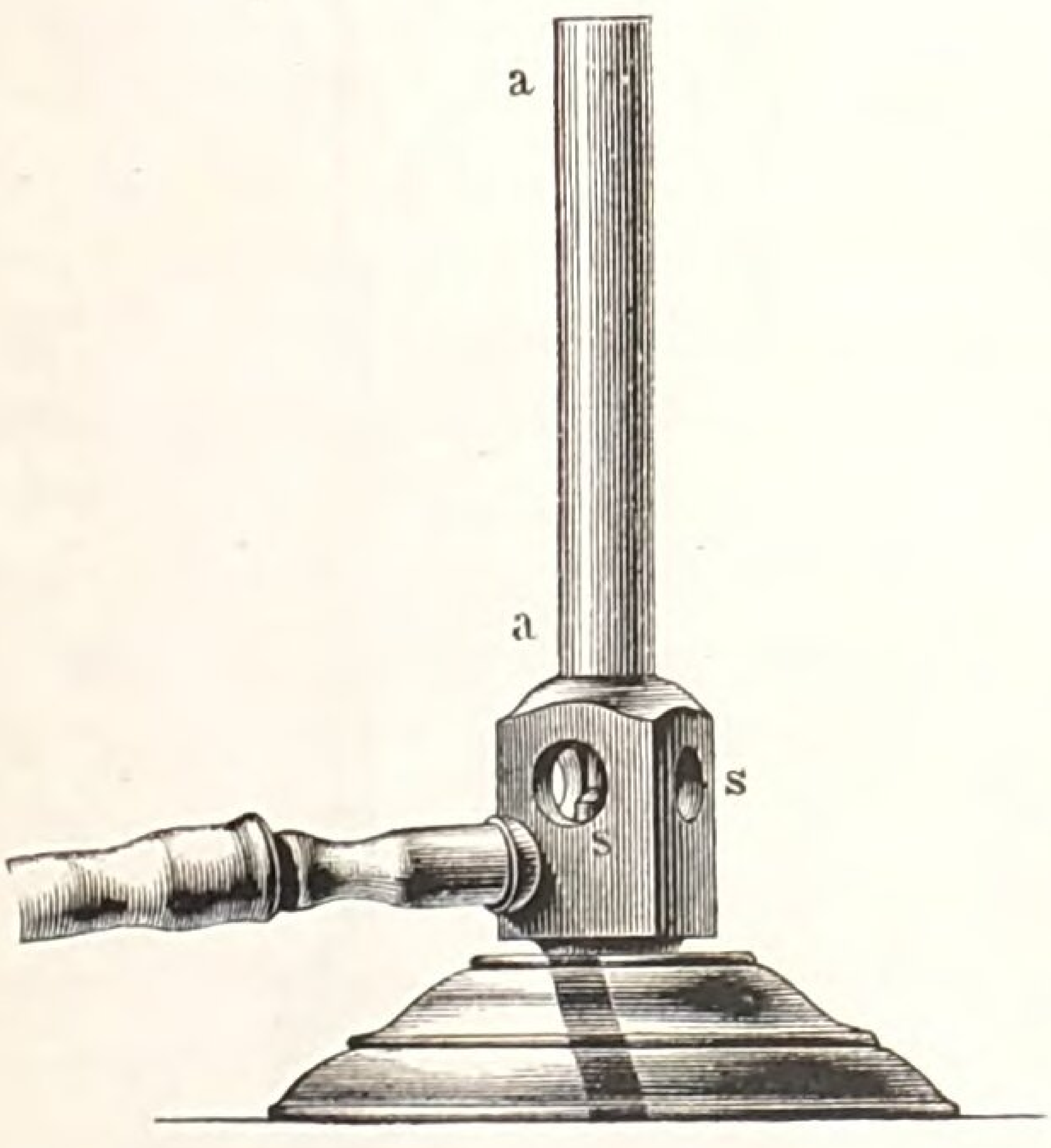
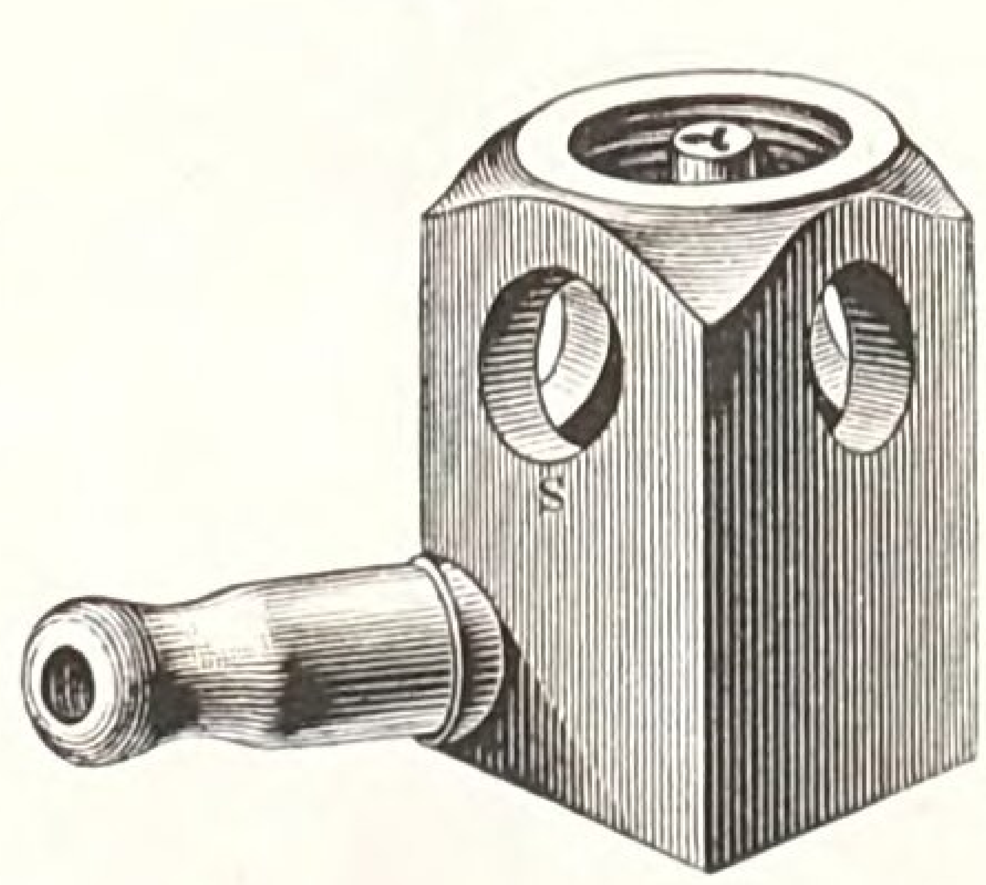


Fig. 196.



der durch die Seitenöffnungen *s* eintretenden atmosphärischen Luft, so dass es, am oberen Ende des Rohres *a* angezündet, schwach leuchtend und ohne zu russen verbrennt. Fig. 197 (a. f. S.) stellt einen etwas anders gestalteten Brenner dar. Um die Hitze der Flamme zu steigern, umgiebt man sie mit einem kurzen conischen Schornstein *b*, welcher in unserer Figur nur punktirt ist und welcher von den Messingarmen *c* getragen wird.

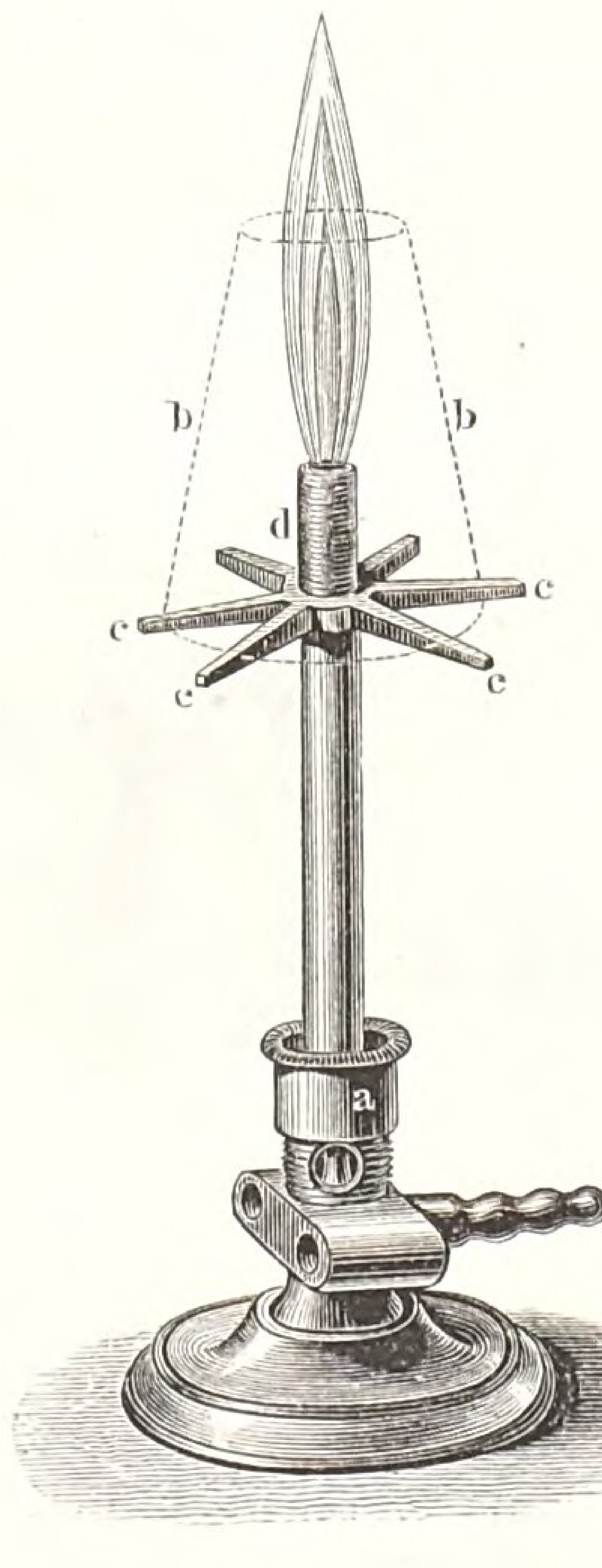
Beim Anzünden dieser Brenner hat man darauf zu achten, dass die Flamme nur an der obern Mündung und nicht unten an der innern

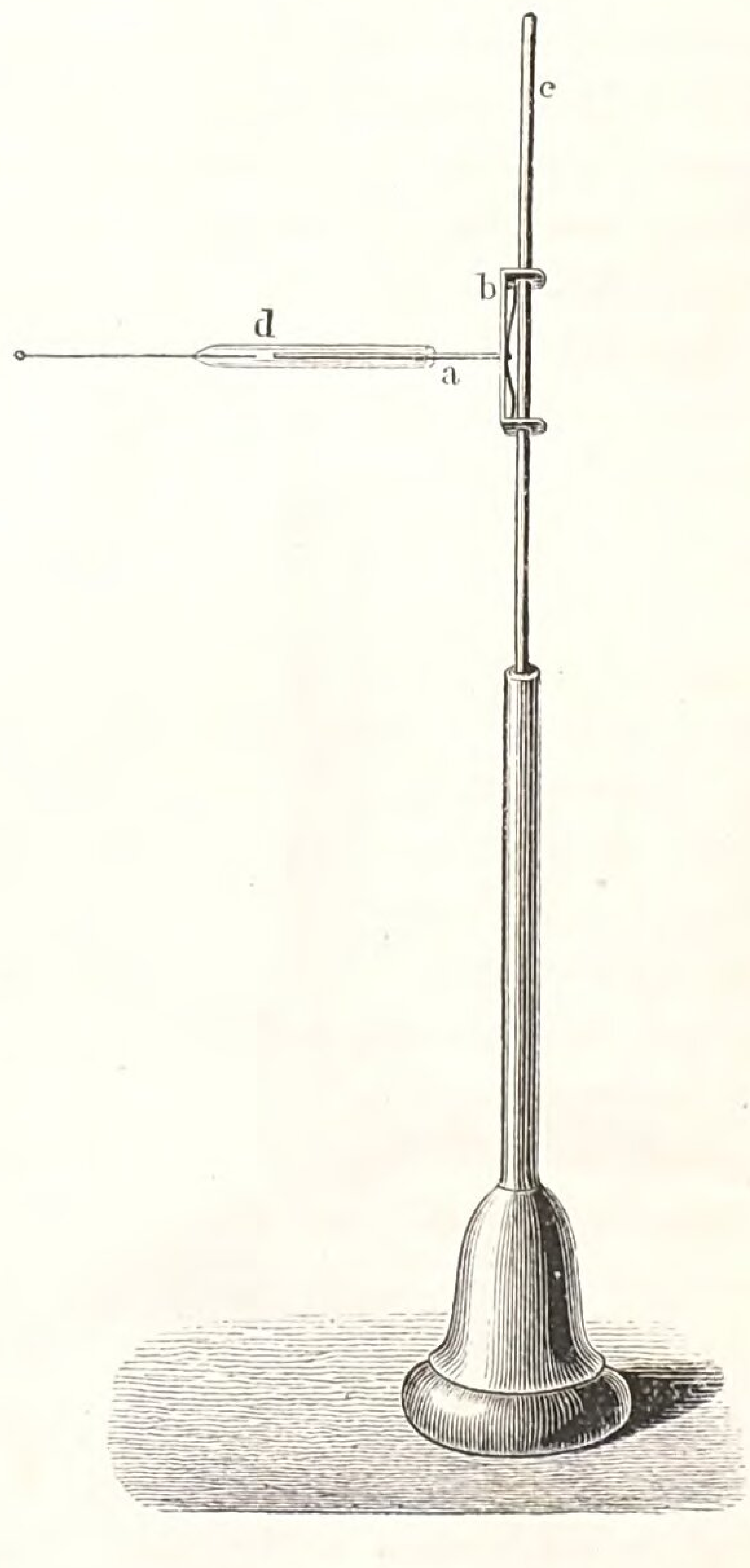
Oeffnung zu brennen beginne. Letzteres geschieht manchmal, wenn man anzuzünden versucht, bevor genügend Gas ausströmt, sowie auch, wenn bei den Oeffnungen *s* zu viel Luft eintritt. Man verenge dann die Oeffnung so weit, bis die Flamme ruhig brennt, ohne zu rauschen, aber auch ohne noch zu leuchten. Letzteres deutet auf zu wenig Luftzutritt.

Um die Substanz, welche die farblose Flamme des Brenners färben soll, bequem in dieselbe einführen zu können, schmilzt man kleine Portionen derselben in das zu einem kleinen Öhr gebogene Ende eines ungefähr 0·15 mm dicken Platindrahtes ein. Das andere Ende des Platindrahtes ist in ein Glasröhrchen *d* eingeschmolzen, mittelst dessen man ihn auf den Draht *a* des Stativs, Fig. 198, aufstecken kann. Der Draht-

Fig. 198.

Fig. 197.





arm *a* kann mittelst der federnden Vorrichtung *b* an dem Säulchen *c* auf und nieder geschoben werden, so dass man das Oehr des Platindrahtes leicht in den Rand der Flamme hineinhalten kann. Fig. 178 S. 206 *F* macht dies ersichtlich. Man hat nur darauf zu achten, dass der Platindraht u n t e r h a l b der Spaltenhöhe in die Flamme rage, damit man nicht

das continuirliche Spectrum des glühenden Platins zu sehen bekomme, sondern nur das der gefärbten Flamme.

Nach dieser Methode lassen sich die meisten Verbindungen der Alkalimetalle und der Erdmetalle (mit Ausnahme des Magnesiums), des Indiums, Thalliums, sowie die flüchtigeren Verbindungen von Kupfer, Mangan, Gold, Blei, Wismuth und noch mehrere andere auf ihre Spectra untersuchen.

Für die weniger flüchtigen Stoffe oder überhaupt wenn man die Spectra bei höherer Temperatur beobachten will, verwendet man statt der Leuchtgasflamme des Bunsenbrenners, deren Temperatur noch nicht 2000^0 beträgt, die Flamme des Wasserstoffs in Luft oder noch besser die Knallgasflamme. Letztere wird bekanntlich erhalten, indem man Wasserstoff mit Sauerstoff gemischt brennen lässt und zwar in dem Verhältniss, in dem sie Wasser geben. Auf die Vorrichtungen, welche dabei angewendet werden, um Explosionen zu verhüten, kommen wir später zu sprechen. Die Temperatur der Knallgasflamme wird nach Bunsen auf 2800^0 geschätzt; aber auch sie reicht nicht für alle Fälle aus. Viel höher und ausserdem bequemer zu erhalten sind die Temperaturen, welche man durch elektrische Entladungen (Funken) erhalten kann. Die hierbei beobachteten Spectra heissen demnach Funkenspectra im Gegensatze zu den bisher erwähnten Flammenspectren.

Die elektrische Entladung wird auf verschiedene Weise hervorgebracht und angewendet. Entweder man lässt den Funken einer Elektrisirmaschine oder einer Leydnerflasche oder eines Inductionsapparates mit oder ohne Condensator zwischen Elektroden überschlagen, welche aus dem zu untersuchenden Stoffe gemacht, oder mit einer Lösung desselben benetzt sind, wobei stets Verflüchtigung und Erhitzung desselben bis zum Glühen eintritt, oder man bringt die Stoffe zwischen die Kohlenspitzen des galvanischen Flammenbogens, indem man sie, wenn sie fest sind, auf die untere Kohle legt, oder wenn sie flüssig sind, die Kohlenspitzen damit tränkt.

Hat man endlich Gase oder Dämpfe zu untersuchen, so schliesst man sie in Glasröhren mit Platinelektroden ein, durch welche man die Entladung führt, deren Wirkungsweise dann durch Aenderung der Dichte des Gases sowie durch Abänderungen am Funken gebenden Apparate auf das Mannigfaltigste modificirt werden kann.

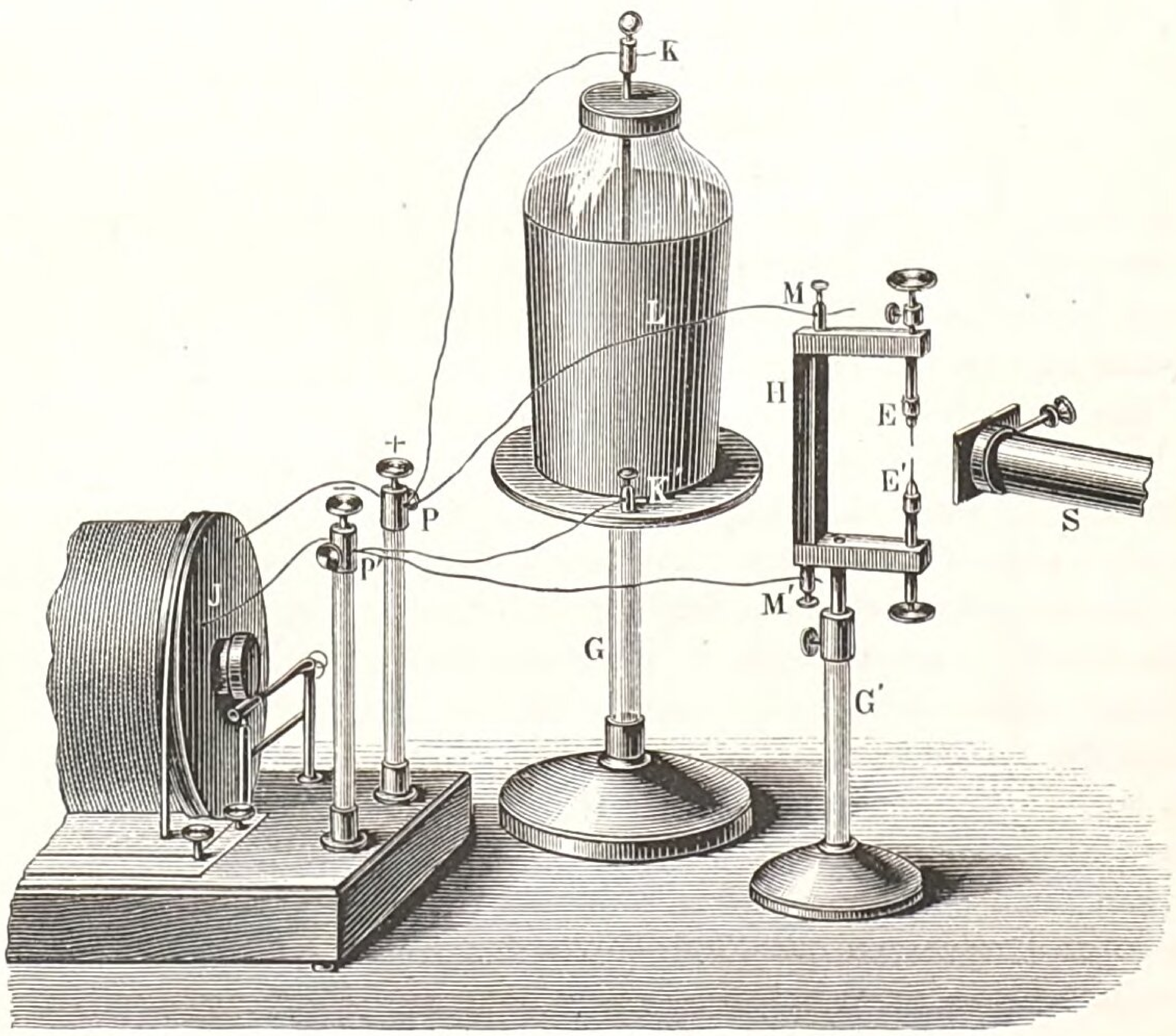
Da wir die elektrischen Apparate überhaupt erst später kennen lernen werden, so wollen wir hier nur durch ein paar Abbildungen erläutern, wie dieselben bei der Spectralanalyse in Verwendung kommen.

Fig. 199 zeigt die Anordnung des Apparates, der dazu dient, um den durch die Leydenerflasche verstärkten Inductionsfunken zwischen Metallelektroden überspringen zu lassen.

Von den Polen P und P' des Inductionsapparates gehen je zwei Drahtleitungen aus. P ist einerseits mit dem Knopfe K der Leydenerflasche, andererseits durch M mit der Elektrode E verbunden; ebenso P'

mit dem äusseren Belege der Flasche bei *K'* und durch *M'* mit der anderen Elektrode *E'*. Die Leydenerflasche und der Elektrodenhalter stehen auf isolirenden gläsernen Füssen *G* und *G'*. Die Elektroden sind von einander durch die Hartgummistange *H* isolirt. Der zwischen *E* und *E'* überspringende Funke wird der Spalte des Spektroskops *S* unmittelbar gegenübergestellt. Statt des Inductors *J* kann unter Umständen auch eine Influenzmaschine oder eine andere Elektrisirmaschine angewendet werden. Die Elektroden sind so eingerichtet, dass an deren Enden Drähte oder Blechstücke aus beliebigen Metallen eingeklemmt werden können. Für Flüssigkeiten tritt an Stelle dieses Elektrodenhalters ein anderer von beistehend gezeichneter Construction (Fig. 200).

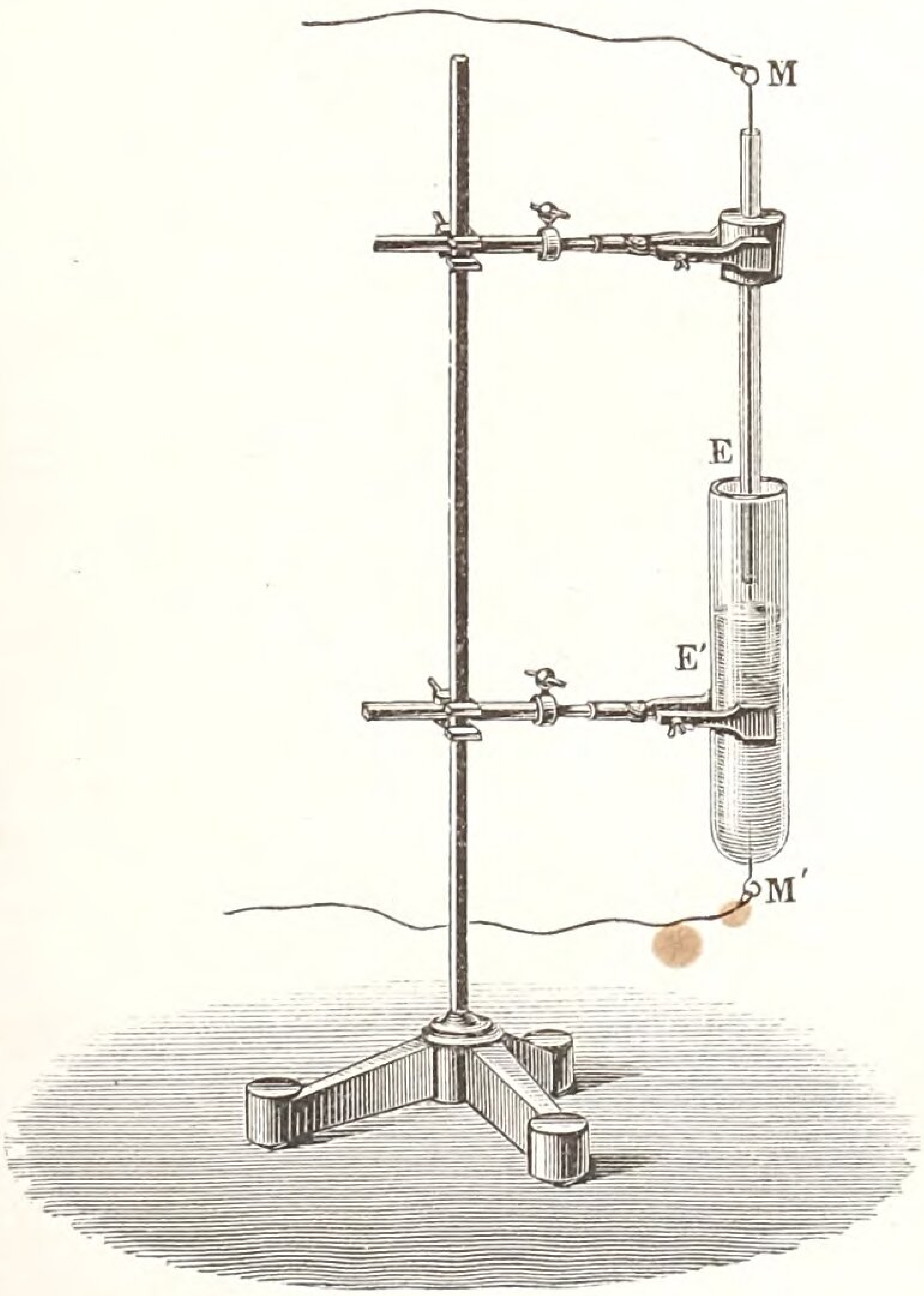
Fig. 199.



Ein gewöhnlicher Retortenhalter trägt ein Reagensgläschen, in dessen Boden ein Platindraht eingeschmolzen ist und welches mit der zu prüfenden Flüssigkeit gefüllt wird. In dem oberen Halter ist mittelst Kork ein dünnes Glasröhrchen befestigt, durch welches ein Platindraht hindurchgezogen ist, dessen unten hervorragende Spitze *E* der Flüssigkeitsoberfläche auf einige Millimeter genähert wird. Der Funke springt dann zwischsen Platindraht und Flüssigkeit über und bringt die in letzterer gelösten Stoffe zum Leuchten.

Um das Herumschlagen des Funkens an die Glaswand zu verhindern, haben Delachanal und Mermet noch eine Verbesserung hinzu-

Fig. 200.



gefügt, welche aus der beifolgenden Skizze in der von H. W. Vogel angegebenen einfachen Ausführung ersehen werden kann. Fig. 201 (a. f. S.).

Die Woulf'sche Flasche *W* mit dem umgebogenen Glasrohr *g* dient als isolirendes Stativ, das vom Kork *k'* getragene Glasröhrchen *a* enthält am Boden einen eingeschmolzenen Platindraht, der neben dem Kork ins Freie tritt und bei *M'* mit dem negativen Pol des Inductors verbunden wird. Dieser Platindraht ist mit Quecksilber bedeckt. Auf das Glasröhrchen *a* wird das Probebecherchen *b* von Glas so aufgesetzt, dass der in dessen Boden eingeschmolzene Draht mit dem untern Ende ins Quecksilber taucht. Ueber das obere Drahtende wird dann noch ein ganz kleines Glasröhrchen *c* gestülpt, welches durch Capillaranziehung die in *b* eingefüllte zu untersuchende Flüssigkeit emporsaugt. Diesem gegenüber befindet sich die Schleife eines doppelten durch ein Glasrohr gesteckten Platindrahtes, dessen oberes Ende mit dem positiven Pol in Verbindung steht. Es ist räthlich, diese Schleife ebenfalls mit der zu prüfenden Flüssigkeit zu benetzen.

Bunsen verfährt mit Flüssigkeiten in folgender Weise:

Gewöhnliche Zeichnenkohle wird zwischen Kohlenpulver bei Luftabschluss geglüht und dadurch leitend gemacht. Aus derselben werden

Fig. 201.

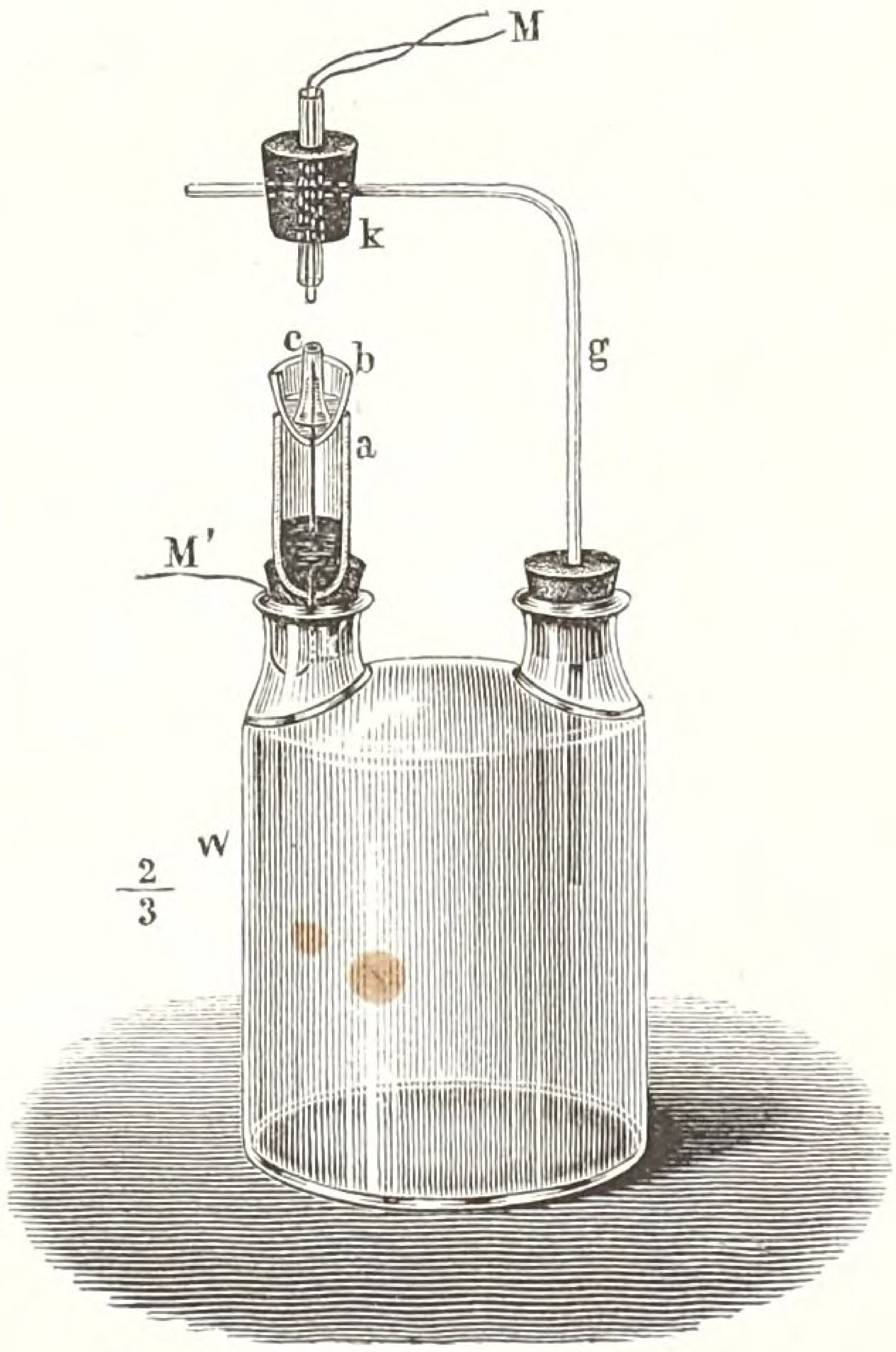
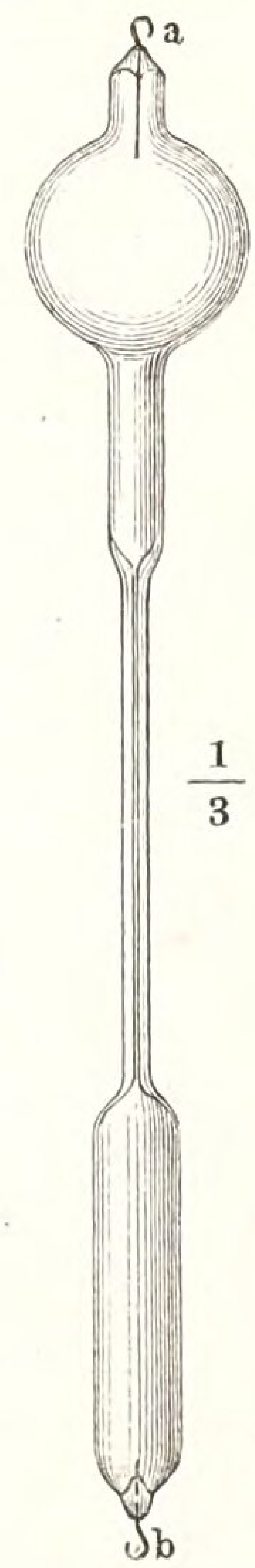


Fig. 202.



dann ganz kleine Kohlenkegel geschnitten und diese durch aufeinanderfolgendes Auskochen mit Flusssäure, concentrirter Schwefelsäure, concentrirter Salpetersäure, Salzsäure und endlich mit Wasser von den darin enthaltenen Salzen gereinigt. Zwei solcher Kegel werden nun an Platindrähte gesteckt einander horizontal gegenübergestellt und mit der zu prüfenden Flüssigkeit befeuchtet. Für jede Probe sind neue Kegel zu verwenden. Die beim Ueberschlagen des Inductionsfunkens erhaltenen Spectra sind von langer Dauer.

Bei allen nach diesen Methoden erhaltenen Funkenspectren tritt das Spectrum der glühend gewordenen Luft und besonders des Stickstoffs mehr oder minder störend auf. Der geübte Beobachter weiss dasselbe aber von dem Metallspectrum zu unterscheiden. Es bildet das Luftspectrum gewissermaassen den schwächeren Hintergrund, auf welchem das viel hellere Metallspectrum erscheint. Unter gewissen Umständen bleibt das erstere ganz aus.

Zur Untersuchung der Gase und Dämpfe hat Plücker eine Methode eingeführt, welche grosse Bedeutung gewonnen hat.

Er füllte die Gase in Glasröhren, welche meist die Form der Fig. 202 haben und an den Enden Platindrähte eingeschmolzen enthalten. Nach ihrem ersten Hersteller, Dr. Geissler in Bonn, werden diese Röhren Geissler'sche Röhren genannt. Dieselben sind meistens zugeschmolzen oder mit Siegellack verschlossen, doch werden auch solche mit Hähnen und von wechselnden Formen gefertigt. Gewöhnlich enthalten diese Röhren ein höchst verdünntes Gas von nur wenigen Millimetern Druck, welches dem Funken sehr leicht den Durchgang gestattet. Ganz leere oder fast ganz leere Röhren lassen den Funken nicht mehr durch. Bei grösserem Drucke braucht es stärkere elektrische Spannung, damit das Durchschlagen erfolgt.

Das Spectrum dieser Funken ist nun in der Regel ein reines Gasspectrum, insofern man für grösste Reinheit der Platinelektroden und der Füllung überhaupt Sorge getragen hat. Doch können unter Umständen die Bestandtheile des Glases oder Quecksilberdämpfe (herrührend von der Quecksilberpumpe, womit die Röhren entleert werden) störend einwirken. Wir kommen auf die wichtigsten mit den Geissler'schen Röhren erhaltenen Spectra weiter unten zu sprechen.

Ausser den auf künstliche Weise glühend gemachten Körpern sind es noch insbesondere die leuchtenden Gestirne, die leuchtenden Meteore, wie Blitze, Sternschnuppen, Nordlichter, welche als Lichtquellen für die Spectraluntersuchung dienen.

Damit ist aber erst die eine grosse Gruppe der Lichtarten erschöpft, welche spectralanalytisch untersucht werden. Die bisher aufgezählten Lichtarten sind nämlich durchaus solche, welche von glühenden Körpern ausgesendet werden und die zugehörigen Spectra heissen deshalb Emissionsspectra. Diesen stehen die Absorptionsspectra gegenüber, das sind Spectra solchen Lichtes, welches, ursprünglich weiss, durch Absorption beim Durchgang durch farbige Substanzen eines Theiles seiner Farben beraubt wurde. Man könnte diese Spectra daher auch Restspectra nennen.

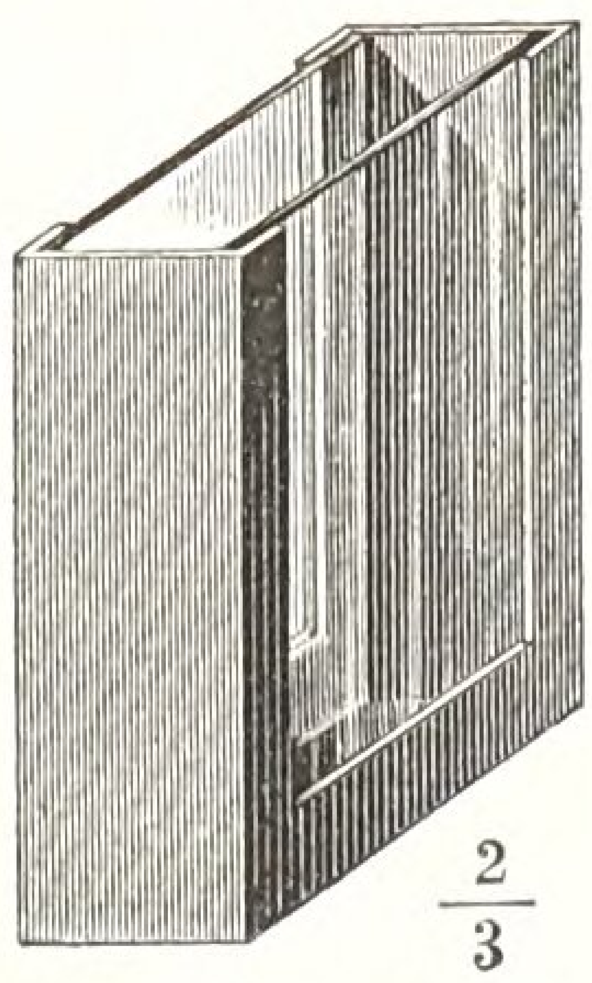
Die Eintheilung der Spectra in Emissions- und Absorptionsspectra ist nicht allein durch die verschiedene Herkunft des Lichtes, sondern auch durch das verschiedene Aussehen der Spectra begründet. Die Emissionsspectra sind bei festen und flüssigen glühenden Körpern continuirliche, bei Gasen oder Dämpfen meist nur aus wenigen schmalen, scharfbegränzten Linien bestehend, daher Linienspectra genannt. Die Absorptionsspectra sind dadurch charakterisirt, dass die fehlenden Lichtsorten mehr oder weniger breite an den Rändern verwaschene Absorptionsstreifen oder sogenannte Schatten bilden, deren Stärke und Breite mit der Concentration des absorbirenden Mediums und der Dicke der durchstrahlten Schichte wechseln.

Zu den Absorptionsspectren gehören, strenge genommen, auch jene Spectra, welche man bei der Anwendung des von der Oberfläche der Körper *reflectirten* Lichtes erhält, denn die Oberflächenfarbe der Körper enthält eben auch nur jene Lichtsorten des ursprünglich weissen Lichtes, welche der Absorption entgangen sind.

Der zur Herstellung der Absorptionsspectren dienende Apparat ist sehr einfach, man benöthigt ausser dem Spectroskop nur passende Gefässe mit durchsichtigen Wänden, in welche man die absorbirenden Medien, wenn sie flüssig sind, einfüllt und welche man dann vor die Spalte stellt. Fig. 203 zeigt ein solches Gefäss. Eine andere Form werden wir später bei der quantitativen Spectralanalyse beschreiben. Auch gewöhnliche Reagensgläser sind hierzu verwendbar. Besonders zweckmässig sind keilförmig geformte Glasgefässe, da sie einen raschen Wechsel in der Dicke der absorbirenden Schichte gestatten. Feste Körper, wie z. B. farbige Glasscheiben, werden unmittelbar an die Spalte gestellt, Gase oder Dämpfe werden in Glasröhren oder Glaskugeln eingeschlossen angewendet.

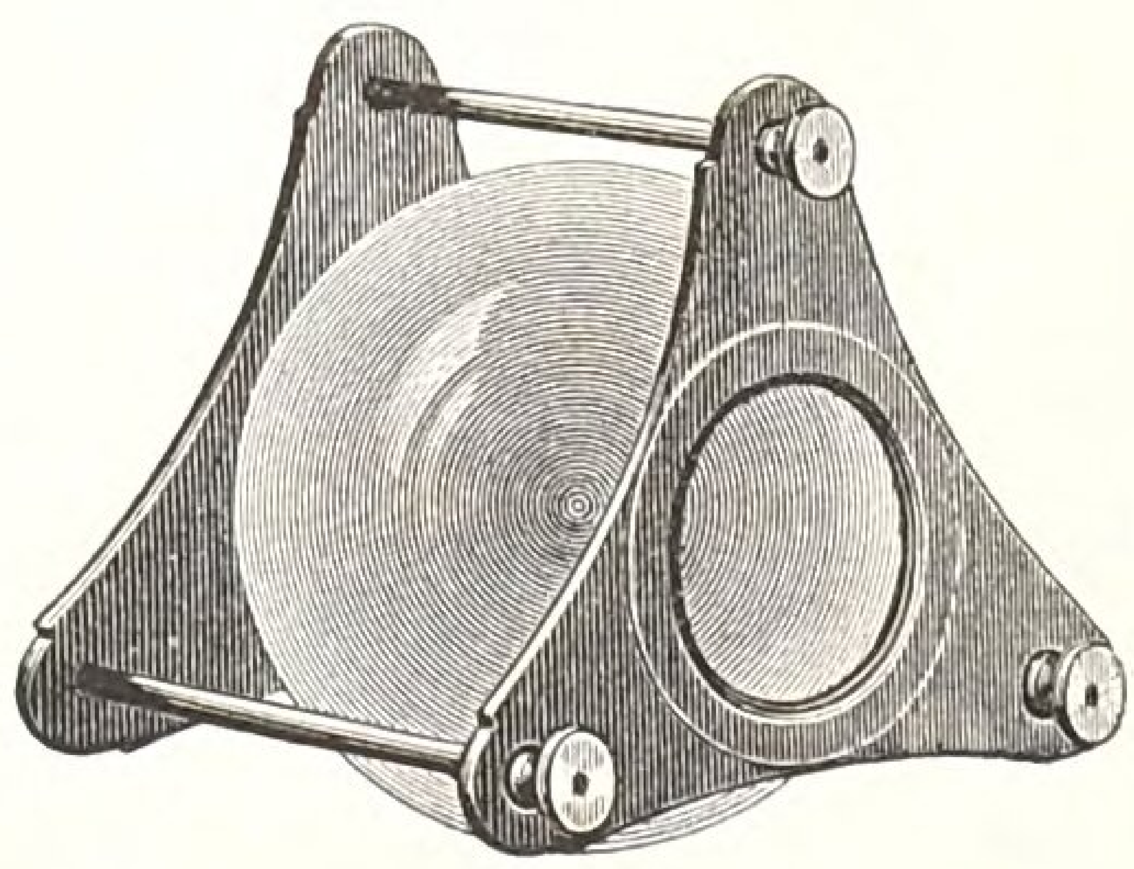
Fig. 204 zeigt eine solche Vorrichtung, wie sie z. B. zur Untersuchung des Absorptionsspectrums der salpetrigen Säure benutzt wird.

Fig. 203.



$\frac{2}{3}$

Fig. 204.



Sie ist aus einer Glaskugel gebildet, wie solche für Lampen gebraucht werden. Die beiden gegenüber stehenden Oeffnungen sind durch Platten von Spiegelglas verschlossen, welche durch zwei Metallplatten mittelst dreier Schrauben angedrückt werden. In diese Kugel kann man leicht durch eine seitliche Oeffnung die Dämpfe einleiten oder sie auch im Innern selbst erzeugen.

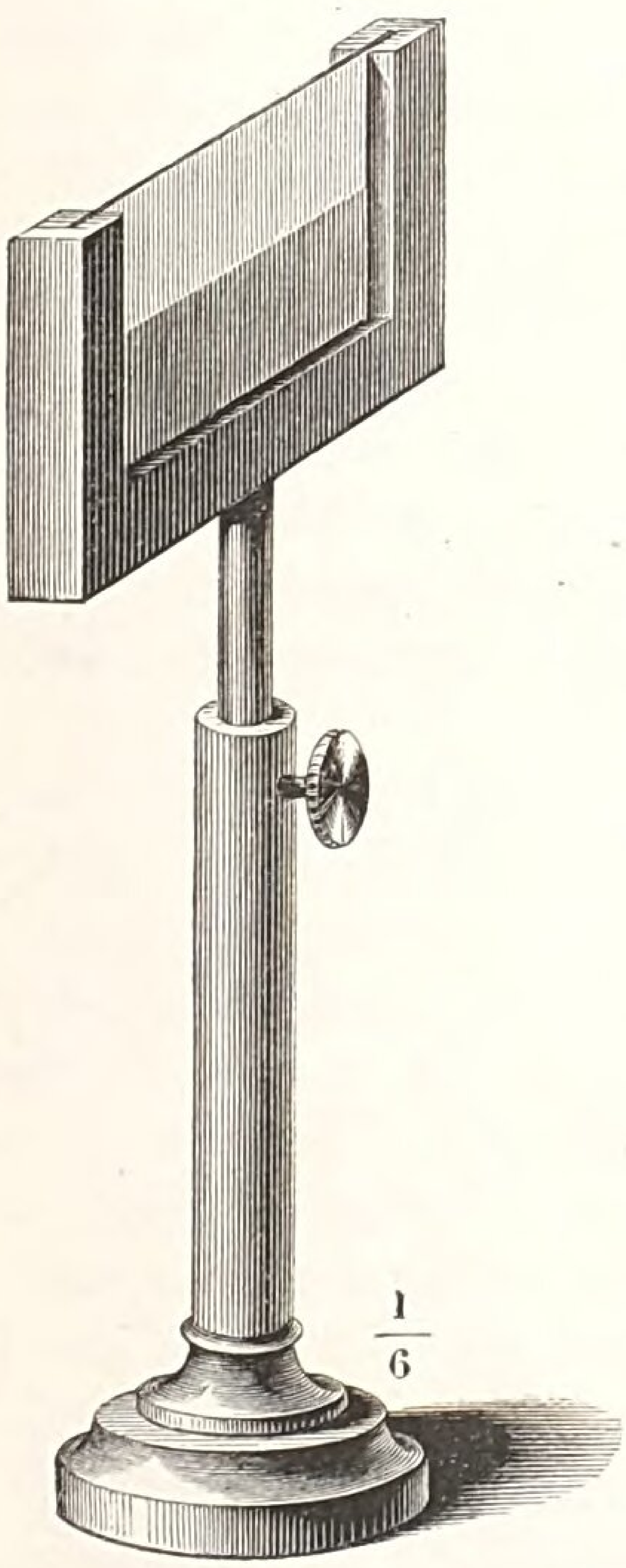
Nicht immer hat der Physiker nöthig, die Absorption des Lichtes künstlich einzuleiten. Es finden sich in der Natur grossartige Absorptionsphänome vor, deren Spectra hervorragende Wichtigkeit erlangt haben.

Wie wir bald zeigen werden, ist das *Sonnenspectrum selbst ein solches Absorptionsspectrum.*

Zum Schlusse müssen wir noch einer abweichenden Methode der Beobachtung der Spectra des durch Absorption oder Reflexion veränderten Lichtes erwähnen, welche unter Umständen den Vorzug vor den beschriebenen Methoden verdient. Bei den letzteren wird *zuerst* die Ab-

sorption eingeleitet und dann der Rest des Lichtes in das Spectrum ausgebreitet. Man kann nun auch umgekehrt zuerst ein vollständiges Spectrum herstellen und dieses hinterher der Absorption unterwerfen, indem man das Spectrum durch eine absorbirende Substanz hindurch beobachtet, oder auf die Oberfläche des Körpers fallen lässt, dessen reflectirtes Licht untersucht werden soll. Man hält also z. B. eine gefärbte Flüssigkeit vor das Ocular eines Spectroskops, dessen Spalte man mit weissem Licht beleuchtet, oder, wenn z. B. die Farbe eines farbigen Papiers analysirt werden soll, so wirft man ein Sonnenspectrum auf einen Streifen desselben. Man bedient sich dabei zweckmässig der in Fig. 205 abgebildeten Vorrichtung. Die in das Stativ gespannte Papptafel ist auf der unteren Hälfte mit dem farbigen, auf der oberen mit weissem Papier überzogen. Fällt nun das Spectrum über beide Flächen, so kann man direct das Absorptionsspectrum unterhalb mit dem vollständigen Spectrum oberhalb der Gränze vergleichen.

Fig. 205.



$\frac{1}{6}$

Bei Anwendung einer gewissen Sorte rothen Papiers erhält man die Erscheinung, wie sie Tafel II Nr. 14 abgebildet ist.

Diese Methode wird uns später bei der Untersuchung der Fluorescenz noch gute Dienste leisten.

Darstellung der Spectralbeobachtungen. Die vollkommenste Darstellungsmethode der Spectralbeobachtungen wäre natürlicherweise die getreue Abbildung der Spectra in Farben. Dieselbe ist jedoch zu schwierig, umständlich und kostspielig, um allgemein angewendet zu werden. Man begnügt sich daher häufig mit einer bloss schattirten Zeichnung, indem man die hellen Theile des Spectrums auf dunklem Grunde im Verhältnisse ihrer Helligkeit abbildet, oder auch, indem man eine negative Zeichnung anfertigt, d. h. die hellen Stellen als dunkle zeichnet. Dabei ist es aber stets nothwendig, zur Orientirung entweder die Fraunhofer'schen Linien, oder die Wellenlängenscala, oder eine der gebräuchlichen willkürlichen Scalen, oder doch wenigstens die Angabe der Farbe hinzuzufügen. 54

Da die Theile des unveränderten Spectrums des weissen Lichtes für sich schon sehr verschiedene Helligkeit besitzen, so ist eine Abbildung

des veränderten Spectrums durch Schattirung ein sehr unvollkommenes Mittel und es empfehlen sich daher vielmehr die nachstehend mitgetheilten Methoden.

Fig. 206.

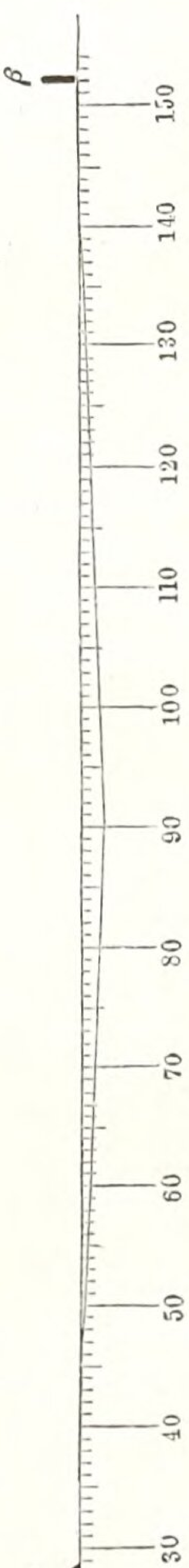
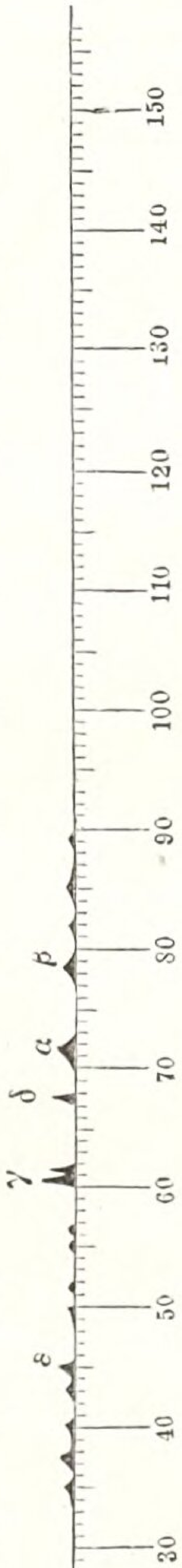


Fig. 207.



Bei den Linienspectren, welche nur aus wenigen Linien bestehen, genügt die Angabe der Wellenlänge der einzelnen hellen Linien, welche man nach der in §. 53 auseinandergesetzten Methode aus den Scalenangaben ableiten kann, nebst Angabe, ob die Linien sehr hell oder nur hell, oder schwach oder sehr schwach leuchtend sind, ob sie breit oder schmal erscheinen, scharf oder verwaschen begränzt sind.

Hat der Apparat keine Scala, aber die Vorrichtung zur Vergleichung mit dem Sonnenspectrum, so kann man die Orte der Linien auch in der Weise bezeichnen, dass man die relativen Abstände zu den nächsten Fraunhofer'schen Linien in Procenten des Abstandes der letzteren angiebt. So z. B. bedeutet $D - 27 - E$ eine Linie, welche zwischen D und E und zwar $\frac{27}{100}$ des Abstandes DE von D entfernt liegt. Eine solche Bezeichnung lässt sich auch immer sehr angenähert in Wellenlängen umrechnen.

Bei complicirteren Linienspectren und solchen mit breiteren continuirlichen Streifen empfiehlt sich das graphische Verfahren nach Bunsen.

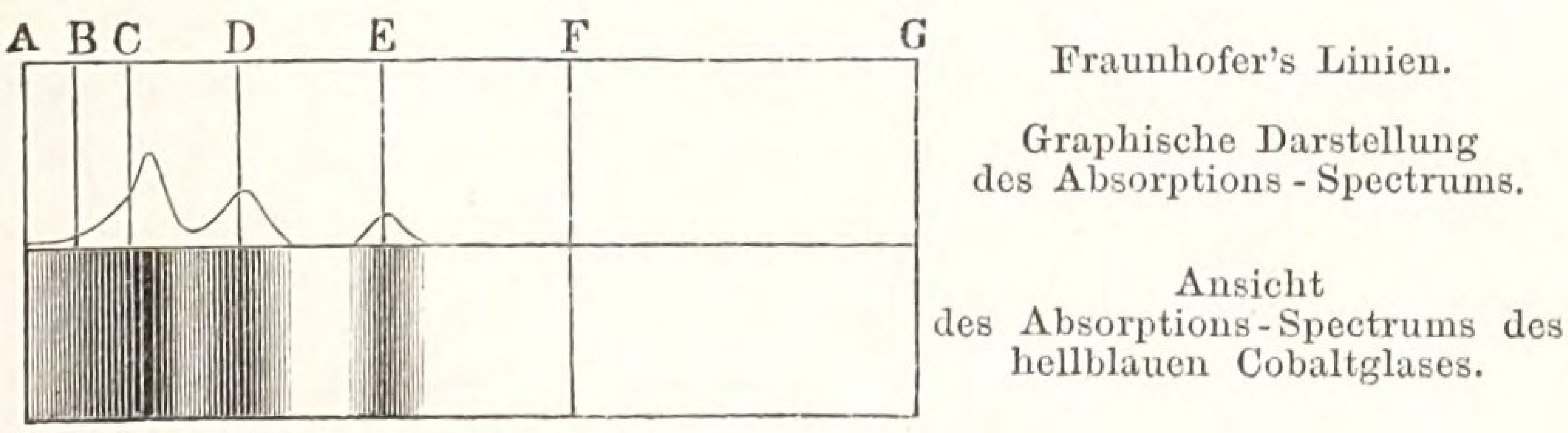
Man trägt zu diesem Zwecke auf einer Abscissenaxe, welche nach Scalentheilen oder Wellenlängen eingetheilt ist, die hellen Stellen in Form von Ordinaten auf, deren Höhe man schätzungsweise proportional der relativen Helligkeit wählt. Beistehende Figuren 206 und 207 zeigen solche Darstellungen (Spectogramme) für die Spectra des Kaliums und des Ba-

ryums, welche wir als Beispiele ausgewählt haben. Die Scala ist hier die willkürliche des Bunsen'schen Apparates, bei welcher die gelbe Natronlinie auf 50 fällt. Man entnimmt z. B. der Fig. 206, dass das Kalium bei Theilstrich 18 eine helle, ziemlich breite, scharf begränzte Linie α, bei Theilstrich 152 eine etwas weniger helle und schmälere, ebenfalls scharf begränzte Linie β, bei Theilstrich 26 — 29 eine viel schwächere, breitere und verschwommen begränzte Linie γ besitzt. Durch die unter die Abscissenlinie gesetzte, von 47 bis 140 reichende Curve bezeichnet man nach Bunsen den schwach leuchtenden continuirlichen Theil des Spectrums des Kaliums, der bei 90 am intensivsten ist.

Aus der Figur 207 entnimmt man, dass das Spectrum des Baryums eine grössere Anzahl nicht scharf begränzter Streifen enthält, welche sich grösstentheils mit ihren schwach leuchtenden Rändern berühren. Die Zeichnung ähnelt dem Profil eines Gebirgszuges. Je steiler die Seiten der Erhebungen abfallen, desto schärfer ist die Begränzung des Streifens.

Bei Absorptionsspectren wendet man dasselbe Verfahren, jedoch meistens in umgekehrter (negativer) Weise an, das heisst, man bezeichnet die dunklen Stellen durch eine Erhöhung der Curve und lässt dafür die Ordinate = o sein, wo die Intensität des Spectrums unverändert geblieben ist. Fig. 208 zeigt als Beispiel das Spectogramm des Absorp-

Fig. 208.



tionsspectrums des hellblauen Kobaltglases über der durch einfache Schattirung gezeichneten Ansicht desselben Spectrums mit Hinzugabe der Fraunhofer'schen Linien.

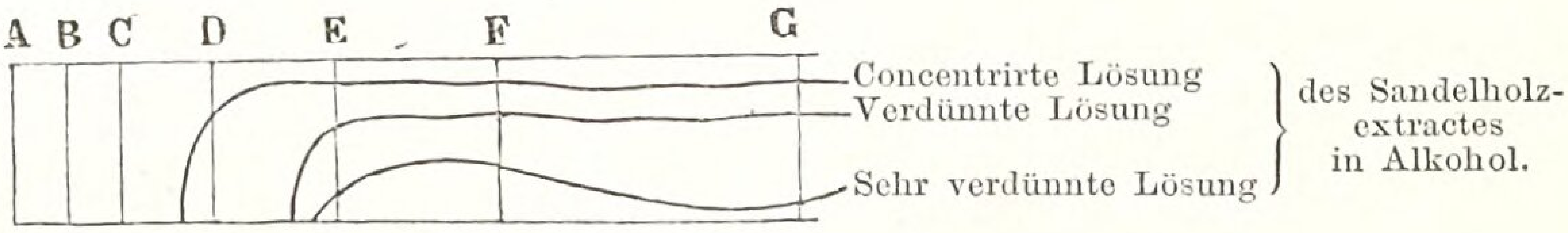
Um die Absorptionsspectra für verschiedene Concentration der Lösungen oder verschiedene Intensität der Färbung der festen Körper oder auch für verschiedene Dicke der absorbirenden Schichte neben einander darzustellen, zeichnet man einfach die betreffenden Spectogramme übereinander auf dieselbe Abscissenaxe, und schreibt zu jeder Curve die Concentration (resp. die Dicke der Schichte). Als Beispiel diene H. W. Vogel's Zeichnung der Absorptionsspectra alkoholischer Sandelholzextracte in dreierlei Concentrationsgraden, welche wir in Fig. 209 (a. f. S.) abbilden. Durch Hinzusetzen einer Concentrationsscala lässt sich die Genauigkeit dieser Darstellungsmethode noch steigern.

Eine hiervon verschiedene Darstellungsart ist die von J. Müller angegebene, welche insbesondere bezweckt, die allmäligen

Veränderungen des Absorptionsspectrums bei stetig steigender Concentration der Schichtendicke im Zusammenhang zu zeigen.

Auf einer Abscissenaxe werden der Reihe nach die Farben des Spectrums (oder besser die Fraunhofer'schen Linien oder die Wellenlän-

Fig. 209.



gen) angeschrieben, auf der Ordinatenaxe nach abwärts die Grade der Concentration aufgetragen. Durch die so erhaltenen Punkte der Ordinatenaxe zieht man horizontale Linien und trägt auf diesen entsprechend den Abtheilungen der Abscissen die Gränzen der Absorptionsstreifen nach der Beobachtung der Spectra der entsprechend concentrirten Flüssigkeiten auf. Verbindet man dann diese Gränzpunkte durch eine Curve, so stellt diese die Beschaffenheit der Absorptionsspectra für alle zwischenliegenden Grade der Concentration dar.

Ein Beispiel wird dies klarer machen. Eine Karminlösung von einer Concentration, welche gleich Eins gesetzt wird, giebt bei der angewendeten und constant beibehaltenen Dicke der Flüssigkeitsschichte ein Absorptionsspectrum, in welchem das äusserste Roth und ausserdem alle Farben von Orange bis Violett absorbirt erscheinen, so dass nur ein breiter rother Streifen nahe dem rothen Ende des Spectrums sichtbar bleibt.

Diese Thatsache bringt man zum Ausdruck, indem man in Fig. 210 auf der von 1 nach rechts laufenden Horizontallinie die Strecke ab frei lässt und das Uebrige stark anstreicht. Hierauf verdünnt man die Lösung aufs doppelte Volum, also auf die Concentration $\frac{1}{2}$. Hierdurch wird der rothe Streifen ab nur etwas Weniges breiter, wie $a_1\ b_1$ andeutet. Beim Verdünnen auf die Concentration $\frac{1}{4}$ erscheinen zwei helle Streifen $a_2\ b_2$ und $e_2\ f_2$. Bei der Concentration $\frac{1}{8}$ verbreitern sich diese beiden Streifen zu $a_3\ b_3$ und $e_3\ f_3$ und es erscheint ausserdem zwischen ihnen der schmale Streifen $c_3\ d_3$. Bei der Concentration $\frac{1}{16}$ endlich erscheint das ganze Spectrum bis nahe an die Enden frei. Man verbindet nun die Gränzpunkte der Streifen durch die Curven $a\ a_1\ a_2\ a_3\ a_4$, $b\ b_1\ b_2\ b_3$, $e_2\ e_3$ und $f_2\ f_3\ f_4$ und ergänzt dieselben durch die Verbindungsstücke $b_3\ c_3\ d_3\ e_3$ und $e_2\ f_2$, indem man z. B. aus der geringeren Lichtstärke des hellen Streifens $e_2\ f_2$ insbesondere an dessen Rändern den Schluss zieht, dass derselbe bei zunehmender Concentration von den Rändern her bald ganz verschwinden würde.

Eine analoge Schlussweise bezüglich der ungleich dunklen Streifen $b_3\ c_3$ und $d_3\ e_3$ führt zu den entsprechenden Ergänzungen durch die ungleich hohen Bögen $b_3\ c_3$ und $d_3\ e_3$. Auf diese Weise erhält man das fertige Spectogramm, Fig. 211, welches nun deutlich überschauen lässt,

was für Veränderungen mit dem Spectrum vorgehen, wenn man die Concentration ändert.

Minder brauchbar ist diese Methode dann, wenn die Streifen verschwommen begränzt sind, da man dann im Zweifel ist, wo man das

Fig. 210.

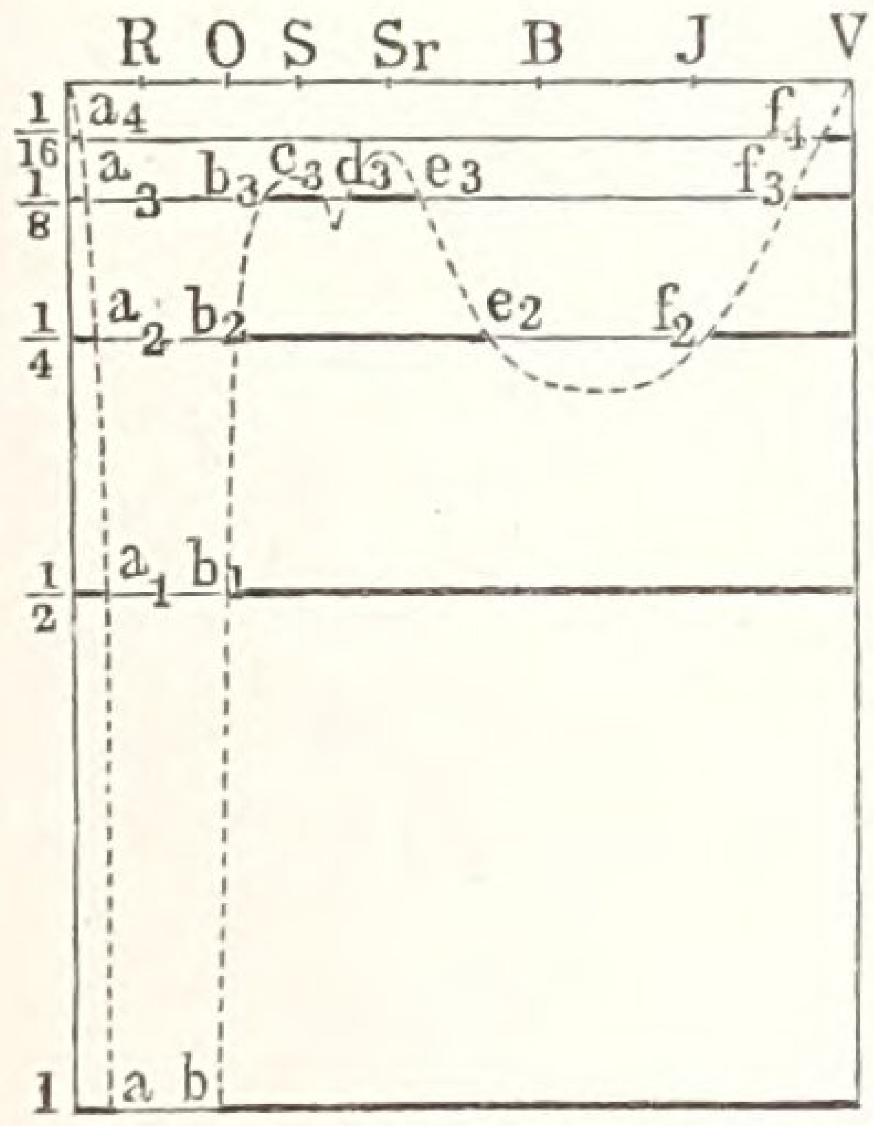
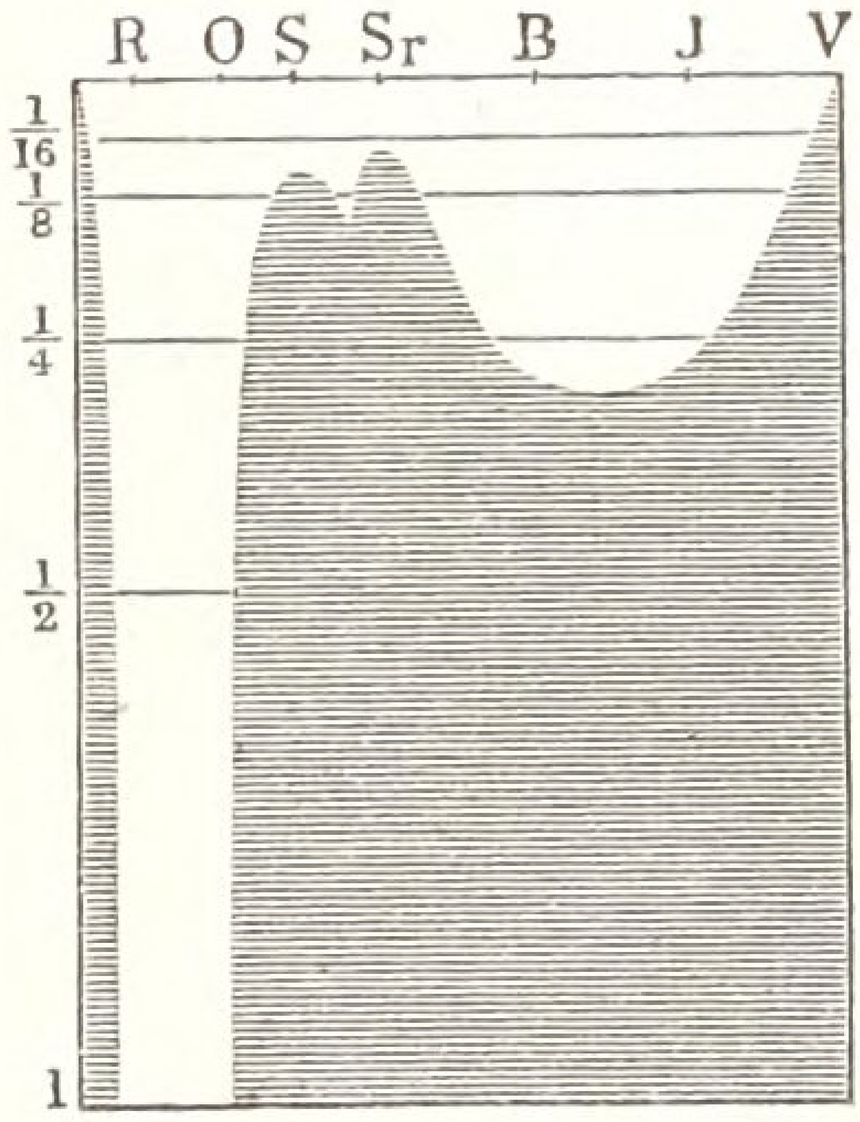


Fig. 211.



Ende der Linien ansetzen soll. Die Ordinatenwerthe bedeuten eben hier nicht Intensitäts-, sondern Concentrationsgrade.

Die Emissionsspectra der Metalle. Es ist nicht Aufgabe 55
eines Lehrbuches, die sämmtlichen so ausserordentlich zahlreichen Spectralerscheinungen zu beschreiben; wir geben daher hier zunächst nur eine Zusammenstellung der wichtigsten Emissionsspectra, wobei wir insbesondere der Zusammenstellung H. W. Vogel's folgen und verweisen wegen der übrigen auf die Specialwerke über Spectralanalyse.

I. Die Metalle der Alkalien.

Natrium. Tafel I, Nr. 2. Ausgezeichnete gelbe Linie, bezeichnet mit *Na α*, entsprechend der Wellenlänge 589.26^{μ} — 589.86^{μ} (v. d. Willigen) 589.4^{μ} — 590.0^{μ} (Angstöm), bei grosser Dispersion doppelt, bei sehr grosser Dispersion aus vielen Linien bestehend. Nach Bunsen und Kirchhof genügt $\frac{1}{3\,000\,000}$ Milligramm Natronsalz, um die Reaction noch deutlich hervorzurufen. Wegen dieser ausserordentlichen Empfindlichkeit erhält man die Natronreaction fast immer, da die Luft selten ganz frei von Kochsalzstäubchen ist, und auch die meisten festen Körper deren enthalten.

Lithium. Tafel I, Nr. 3. Eine ausgezeichnete rothe (*Li α*) und eine sehr schwache gelbe (*Li β*) Linie. Wellenlänge von *Li α*

$= 670 . 6^{\mu}$. Die Empfindlichkeit dieser Reaction ist $\frac{1}{27}$ der des Natrons, also immer noch ausserordentlich gross.

Kalium. Tafel I, Nr. 4. Ausgedehntes continuirliches Spectrum, dessen grösste Helligkeit im Blau gelegen mit zwei charakteristischen Linien und zwar $k\,\alpha$ im äussersten Roth (im Knallgase doppelt erscheinend) von der Wellenlänge $768 . 0^{\mu}$ (nahe mit Fraunhofer A zusammenfallend), dann $k\,\beta$ im violetten Theile von geringerer Helligkeit.

Die aus vielen Prismen zusammengesetzten Spectroskope absorbiren das Kaliumspectrum grossentheils, deutlicher erhält man dasselbe mittelst des Funkens. Die Empfindlichkeit ist nur $\frac{1}{3000}$ von der des Natriums.

II. Seltene, mittelst der Spectralanalyse entdeckte Metalle.

Cäsium. Tafel I, Nr. 5. Giebt ein Spectrum mit zwei charakteristischen blauen Linien $Cs\,\alpha$ und $Cs\,\beta$, ausserdem einer doppelten orangefarbigen $Cs\,\gamma$. Bei höherer Temperatur kommen noch gelbe und grüne Linien zum Vorschein. Die Reaction ist noch mit 0·00005 mg reinem Chlorcäsium wahrzunehmen.

Rubidium. Tafel I, Nr. 6 giebt zwei sehr intensive violette Linien $Rb\,\alpha$ und β und zwei im äussersten Roth liegende $Rb\,\delta$, die übrigen erscheinen bei höherer Temperatur. Die Reaction gelingt noch mit 0·0002 mg reinem Chlorrubidium.

Die letzterwähnten Metalle wurden von Bunsen mittelst der Spectralanalyse entdeckt.

Thallium. Tafel I, Nr. 7 liefert in der Bunsen'schen Flamme ein sehr einfaches Spectrum, eine grüne Linie nahe bei der Fraunhofer'schen Linie E mit der Wellenlänge $534 . 9^{\mu}$.

Im Funkenspectrum treten noch mehrere Linien auf.

Dieses Metall wurde mittelst Spectralanalyse von Crookes entdeckt.

Indium. Tafel I, Nr. 8 giebt zwei Linien, eine blaue zwischen G und F und eine schwächere violette nahe an H; es wurde ebenfalls spectralanalytisch, und zwar von Reich und Richter, entdeckt.

Gallium giebt im Funkenspectrum (sehr schwach auch in der Bunsen'schen Flamme) eine schmale violette Linie von der Wellenlänge 417. Wurde spectralanalytisch von Lecocq de Boisbaudran entdeckt.

III. Die Erdmetalle.

Die Spectra der Salze der Erdmetalle sind complicirter als die der Alkalimetalle und zeigen eine gewisse Unbeständigkeit. Man vermuthet, dass gewisse Theile der Spectra dem Dampfe des unzersetzten Salzes, andere dem flüchtigen Oxyde und wieder andere dem Metalle zukommen. Die ersteren verschwinden rasch, können aber durch Einführung von Salzsäure in die Flamme wieder hergestellt werden.

Strontium. Tafel I, Nr. 9. Ist durch den Mangel grüner Linien charakterisirt, ferner durch die Anwesenheit sechs rother, einer orangefarbigen und einer blauen Linie. Die Empfindlichkeit der Reaction beträgt $\frac{1}{180}$ von der des Natriums.

Calcium. Tafel I, Nr. 10. Unter den zahlreichen Linien sind $Ca\,\beta$ im Grünen und $Ca\,\alpha$ im Orange als charakteristisch hervorzuheben, sie gehören, wie man vermuthet, dem Oxyd an, und sind deshalb beständiger als die übrigen Linien. Die Empfindlichkeit der Reaction ist der des Strontiums gleich.

Baryum. Tafel I, Nr. 11 hat das complicirteste Spectrum unter den angeführten, bestehend aus einer grossen Anzahl unscharf begränzter grüner und rother Linien, worunter die grünen $Ba\,\alpha$ und $Ba\,\beta$ am beständigsten sind. Die Empfindlichkeit beträgt $\frac{1}{3000}$ von der Natriumreaction.

Magnesium giebt in der Bunsen'schen Gasflamme kein Spectrum. Im Knallgasfeuer giebt Magnesia und Chlormagnesium zwei helle grüne Linien, von denen die eine, $Mg\,\alpha$, nahe an E gegen F hin gelegen, insbesondere auch im Funkenspectrum sehr hell erscheint.

Aluminium giebt in keiner Flamme ein Spectrum; mittelst des Inductionsfunkens erhält man je nach der Schlagweite zwei verschiedene Spectra, von denen das eine wahrscheinlich der Verbindung $Al_2\,O_3$ zukommt; dasselbe enthält eine Anzahl heller Linien und entsteht bei einem Abstand der Elektroden von etwa 10 mm. Bei einem Abstande von nur 2 mm entsteht ein Bandenspectrum, aus vier grünen schattirten Feldern bestehend.

Die Didym- und Erbinerde haben das Eigenthümliche, dass sie, zum Glühen erhitzt, ein continuirliches Spectrum liefern, in welchem helle Linien auftreten.

IV. Die Schwermetalle.

Zink. Die Lösungen geben mittelst des Funkens ein Spectrum mit drei glänzenden blauen, einer rothen und ausserdem noch einigen schwachen blauen und grünen Linien.

Cadmium giebt in der Gasflamme ein schwaches, mittelst des Funkens ein brillantes Spectrum mit drei Hauptlinien, wovon eine nahe an *C*, eine zwischen *E* und *F*, eine nahe an *F* gegen *G* gelegen.

Eisen. Am besten eignet sich das Funkenspectrum der Eisenchloridlösung. Dasselbe ist aus sehr zahlreichen Linien, von denen über ein halbes Tausend gemessen wurden, zusammengesetzt. Die grösste Menge derselben liegt zwischen *C* und *F*.

Kobalt. In der Gasflamme sind nur zwei schwache Streifen bemerkbar, der Inductionsfunke giebt mit $Co\,Cl_2$ zahlreiche helle Linien, von denen die hellsten in der Nähe von *E* liegen.

Nickel giebt als $Ni\,Cl_2$ mit dem Funken viele helle Linien, von denen die hellsten bei *E* und *F* liegen.

Chrom giebt als $Cr_2\,Cl_6$ mit dem Funken ein wohl ausgeprägtes Spectrum, bestehend aus Linien und Banden; die beiden hellsten Linien liegen zwischen *E* und *F* und nahe an *G* gegen *H*.

Mangan. Seine Verbindungen geben beim Betupfen mit Salzsäure schon in der Gasflamme mehrere Banden im Grünen; die Reaction ist aber nicht empfindlich. Das Funkenspectrum ist je nach den Umständen sehr verschieden, da wahrscheinlich bald mehr das Metall-, bald mehr das Oxydspectrum erscheint und deshalb die Intensität der einzelnen Linien wechselt. Die meisten derselben liegen zwischen *D* und *F*.

Silber kann als Cyansilber im Knallgasfeuer, sonst nur mittelst des Funkens geprüft werden. Es giebt zwei Linien im Grünen links und rechts von *E* und noch einige schwächere gegen die Enden des Spectrums.

Quecksilber giebt als Cyanverbindung im Knallgasfeuer, als Chlorverbindung gelöst mit dem Funken ein brillantes Spectrum, ebenfalls als Metall. Charakteristisch sind: eine Doppellinie nahe bei *D* gegen *E*, eine zweite nahe an *E* gegen *D*, eine dritte nahe an *G* gegen *F*.

Blei giebt als Oxyd und Chlorid schon in der Bunsen'schen Flamme zahlreiche Linien von kurzer Dauer. Lässt man den Funken zwischen Bleidrähten überspringen, so tritt durch Oxydation eine auffallende Veränderung des Spectrums ein, indem die anfangs auftretenden hellen Linien verschwinden und einem Bandenspectrum Platz machen. Dabei bleibt jedoch

eine charakteristische Linie nahe an *H* gegen *G* unverändert. Die anderen Linien liegen vorzugsweise zwischen *D* und *F*.

Kupfer färbt als Chlorkupfer die Gasflamme schön grün und giebt ein Spectrum, welches je nach der Quantität der in die Flamme gebrachten Substanz bald mehr, bald weniger Banden enthält, die bei grösseren Substanzmengen zu einem fast continuirlichen Spectrum zusammenfliessen, bei geringen Mengen schwächer und weniger zahlreich werden. Dieselben reichen von *C* bis über *G* und sind am intensivsten in der Umgebung von *E*. Das Funkenspectrum ist hiervon verschieden, da die intensiven Banden bei *E* fehlen und dafür viele helle, feine Linien auftreten.

Wismuth verhält sich ähnlich wie Kupfer. Es giebt als $BiCl_3$ ein lebhaftes Bandenspectrum von kurzer Dauer, im Funken ein Spectrum mit engen Linien.

Zinn giebt kein Flammenspectrum, im Funken bei concentrirter Lösung zwei helle Linien, eine zwischen *D* und *E*, die andere zwischen *F* und *G*.

Antimon verlangt ebenfalls concentrirte Lösung und kurzen Funken. Es giebt dann Linien zwischen *D* und *E* und darüber.

Gold färbt als Chlorverbindung die Bunsen'schen Flammen schön grün und giebt ein ausgezeichnetes Bandenspectrum zwischen *D* und *F*. Im Funkenspectrum werden die Banden schwächer, dafür treten mehr helle Linien auf.

Platin giebt als Metall und noch leichter als Chlorid mittelst Funken ein Linienspectrum; das Chlorid in der Flamme ein Bandenspectrum.

Palladium verhält sich ähnlich dem Platin.

Die Legirungen der Metalle geben im Allgemeinen Spectra, welche Linien aus den Spectren der einfachen Metalle gemischt enthalten. Jedoch beim Ueberwiegen eines Metalls können die Linien des anderen mehr oder weniger unterdrückt werden.

Lockyer ist es gelungen, die Legirungen von Gold und Silber durch das Spectrum quantitativ zu untersuchen.

Die Emissionsspectra der nichtmetallischen Elemente. 56

Unter diesen nehmen insbesondere die schwer condensirbaren Gase Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff, sowie die Dämpfe von Phosphor, Schwefel, Selen wegen der eigenthümlichen Wandelbarkeit der Spectra, die sie beim Erhitzen mittelst des elektrischen Funkens zeigen, unsere Aufmerksamkeit in Anspruch.

Wir haben oben gesehen, dass die Spectrallinien der Metalle, welche bei höherer Temperatur erhalten werden, zwar nicht der Lage nach, wohl aber der Helligkeit und der Zahl nach Veränderungen erleiden,

welche das Aussehen des Spectrums fast ganz verwandeln können. Aehnliches beobachteten Plücker und Hittorf bei den eben aufgezählten nichtmetallischen Elementen; sie erhielten bei elektrischen Entladungen geringerer Spannung annähernd continuirliche Spectren mit schattirten Feldern (Bandenspectra), bei Entladungen mit hoher Spannung in Geissler'schen Röhren Spectra mit einzelnen durch dunkle Zwischenräume getrennten hellen Linien (Linienspectra). Die Bandenspectra werden auch Spectra I. Ordnung, die Linienspectra solche II. Ordnung genannt.

Wasserstoff. Plücker beschrieb das Linienspectrum des Wasserstoffs als aus drei hellen, scharfen Linien bestehend: $H\alpha$, $H\beta$ und $H\gamma$, denen Angström noch eine vierte, $H\delta$, hinzufügte. Tafel I, Nr. 12. Die Wellenlängen dieser zu manchen optischen Messungen bequem gelegenen Lichtsorten sind nach v. d. Willigen folgende:

$H\alpha$ zusammenfallend mit Fraunhofer's Linie C, $\lambda = 656{\cdot}56^{\mu}$
$H\beta$ „ „ „ „ F, $\lambda = 486{\cdot}39^{\mu}$
$H\gamma$ nahe bei G gegen F hin liegend $= 434{\cdot}28^{\mu}$
$H\delta$ zusammenfallend mit h (Angström) . . . $= 440{\cdot}38^{\mu}$

Nach Wüllner, der sich am ausführlichsten mit diesen Spectren beschäftigt hat, erhält man, wenn man von einem Gasdruck weit unter 1 mm ausgeht, beim Fortschreiten bis zu 1000 mm Druck der Reihe nach fünf Spectren nach folgendem Schema:

Druck	Beschaffenheit des Spectrums
Weit unter 1 mm . .	Ein Linienspectrum mit sechs Liniengruppen im Grün.
Unter 1 mm . . .	Vorübergehend ein Bandenspectrum.
Von 1 mm bis 3 mm .	Das Plücker'sche Linienspectrum mit drei hellen Linien.
3 mm bis 400 mm .	Neben dem Linienspectrum das Bandenspectrum, dasselbe verliert von 200 mm bis 400 mm an Lichtstärke und die Linien beginnen sich zu verbreiten.
400 mm bis 1320 mm	Das Linienspectrum geht allmälig in ein continuirliches Spectrum über.

Nach Wüllner entsteht das Linienspectrum bei der intermittirenden Funkenentladung, wobei die leuchtende Schichte eine feine Linie ist, das Bandenspectrum bei der continuirlichen, strömenden Entladung, welche eine viel dickere Gasschichte zum Leuchten bringt. Wüllner baut hierauf eine scharfsinnige Theorie, welche erklären würde, dass die Spec-

tralerscheinungen eines und desselben Körpers je nach Dichte oder Dicke und Temperatur der strahlenden Schichte sehr verschieden sein können.

Stickstoff. Das Spectrum dieses Gases hat viele Physiker beschäftigt, da es mit dem der Luft nahezu zusammenfällt. Das Hauptergebniss ist die Existenz eines Linien- und eines Bandenspectrums, welche hier scharf getrennt auftreten, indem bei einer gewissen Gasdichte das Bandenspectrum verschwindet und das Linienspectrum auf dunklem Hintergrunde auftritt. Bei gewöhnlichem Drucke entsteht das Linienspectrum. In der Geissler'schen Röhre erhält man das Bandenspectrum, welches wegen seiner kanellirten Zeichnung auch das Säulenspectrum (Tafel I, Nr. 14) genannt wird. Bei grösserer Dichte fängt das Spectrum an, continuirlich zu werden.

Sauerstoff verhält sich nach Wüllner ähnlich. Bei sehr geringem Drucke zeigt sich zuerst ein Bandenspectrum, bei steigendem Drucke folgt das von Plücker beobachtete Linienspectrum (Tafel I, Nr. 13), welches wieder verschwindet und bei 200 mm kaum mehr sichtbar ist. Von da nimmt die Helligkeit wieder zu und es tritt als Hintergrund ein continuirliches Spectrum auf. Plücker zählte im Linienspectrum neun helle Linien, Huggins' Tabellen enthalten 31 verzeichnet.

Nach Angström und nach Salet kommt dem ganz reinen Sauerstoff nur ein Linienspectrum zu; nach Paalzow hat wahrscheinlich noch Niemand ein reines Sauerstoffspectrum gesehen, da es sehr schwierig ist, fremde Stoffe ganz auszuschliessen.

Die Luft giebt, wie oben erwähnt, grösstentheils nur das Stickstoffspectrum. Springt der Funke zwischen metallenen Elektroden über, so mischt sich ein Metallspectrum (z. B. die drei Linien des Platins) bei. Aber auch der Sauerstoff und Wasserdampf treten dabei auf, wie Kundt an dem Spectrum des Blitzes beobachtet hat.

Auch hier geben Funken- (Zickzack) blitze ein Linienspectrum, Flächenblitze (beim Wetterleuchten) ein Bandenspectrum.

Thalen's Ansichten weichen von denen Wüllner's wesentlich ab. Nach ihm hat jeder Körper nur Ein Spectrum und zwar ein Linienspectrum. Die Funkenentladung gebe das Linienspectrum der Metalle, die continuirliche Entladung gebe die aus feinen Linien zusammengesetzten Bandenspectra, welche den Oxyden angehören. Aehnlich verhalte es sich bei den nichtmetallischen Elementen. So z. B. zeige die Capillarröhre einer lufthaltigen Geissler'schen Röhre das Bandenspectrum des positiven Pols, und dieses sei identisch mit dem Spectrum von NO.

Wir können hier die verschiedenen Ansichten und Beobachtungsresultate nur zur Kenntniss bringen, da eine definitive Entscheidung noch nicht möglich ist.

Phosphor zeigt als Dampf mittelst des Funkens nur Ein Spectrum mit wenigen glänzenden Linien. Im Wasserstoffgas verbrannt giebt er ein Bandenspectrum.

Schwefel giebt je nach Umständen ein Säulenspectrum oder ein Linienspectrum, dessen Linien beim Höhererhitzen breiter werden.

Selen und Tellur verhalten sich ähnlich.

Kohlenstoff konnte für sich noch nicht verflüchtigt werden. Nach Thalen und Angström erhält man das reine Kohlenstoffspectrum bei verdünntem Kohlenoxyd in der Geissler'schen Röhre; dasselbe besteht aus einer starken Doppellinie ($\lambda = 658.3$ und 657.7), einigen feinen Linien zwischen D und E, drei markirten Linien ($\lambda = 515.0$, 514.4, 513.3) und einem Bande ($\lambda = 426.6$). Dasselbe Spectrum erhält man neben anderen Spectren in Kohlenwasserstoffen und im Kohlenoxyd bei gewöhnlichem Drucke. Ein anderes sogenanntes Kohlenspectrum erhält man bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen, sowie von Kohlenstoffverbindungen, die ausser Wasserstoff auch noch Sauerstoff enthalten. Es enthält mehrere charakteristische Banden, die man auch im Spectrum der Kometen von 1868 und 1874 beobachtet hat. Noch viel complicirter ist das Spectrum des Cyangases. Die Kohlensäure giebt nach Wüllner zwei Banden-, zwei Linien- und ein continuirliches Spectrum. Im Allgemeinen herrscht noch wenig Uebereinstimmung über diese Spectra bei den verschiedenen Beobachtern.

57 **Allgemeines über die Emissionsspectra der Elemente und ihrer Verbindungen, Abhängigkeit derselben von den begleitenden Umständen.** Wir wollen nun versuchen, aus der Fülle des vorliegenden Materials von Beobachtungen und Ansichten einige Hauptpunkte herauszuheben.

Vor Allem ist die Frage zu beantworten: Haben die chemischen Verbindungen eigene Spectren oder zeigen sie nur das Spectrum eines oder mehrerer ihrer Bestandtheile?

Kirchhof und Bunsen sprachen sich seinerzeit dahin aus, dass die Metalle stets Spectra mit gleicher Lage der Linien geben, in welchen Verbindungen sie auch enthalten seien. Also z. B. Chlornatrium, Bromnatrium, Jodnatrium, kohlensaures Natron u. s. w. geben ein und dasselbe Natriumspectrum, wenn auch wegen der verschiedenen Flüchtigkeit

in verschiedener Helligkeit. Ebenso geben sämmtliche Calciumsalze dasselbe Calciumspectrum, wenn auch bei den einzelnen Salzen die Menge und die Helligkeit der Linien wechselt. Kirchhof und Bunsen bezeichneten es jedoch selbst als möglich, dass nur deshalb dieselben Spectra erfolgen, weil die Salze stets zersetzt werden und nur die Dämpfe der freigewordenen Metalle das Spectrum hervorbringen, dass also möglicherweise den Verbindungen andere Spectra zukommen, die wir nur nicht sehen, weil diese Verbindungen nicht unzersetzt in glühenden Dampfzustand zu bringen sind.

A. Mitscherlich zuerst, dann auch Diacon, Angström, Thalen, Lecoq de Boisbaudran, Lockyer u. A. vertraten die Ansicht, dass jeder andern Verbindung ein anderes Spectrum zukomme und stützten sich dabei auf die verschiedenen Erscheinungen beim Erhitzen der Oxyde, Chloride und Metalle. Allein da dabei verschiedene Temperaturen angewendet werden müssen und verschiedene Dichten und Dicken glühender Stoffe ins Spiel kommen, so ist Kirchhof's Einwurf nicht zu widerlegen, dass die behaupteten Verschiedenheiten der Spectra verschiedener Verbindungen auch von den ungleichen Umständen, unter welchen diese Verbindungen leuchtend werden, herrühren können. Insbesondere lässt sich theoretisch begründen, dass die Aenderung der Temperatur in ungleichem Grade auf die Lichtsorten verschiedener Farbe (Wellenlänge) einwirken müsse. Daraus geht hervor, dass die Untersuchung der Emissionsspectra überhaupt zur Entscheidung dieser Frage wenig geeignet sei. James Moser hat jüngst (Pogg. Ann. Bd. CLX, pag. 177) darauf hingewiesen, dass die Absorptionsspectra, bei deren Untersuchung Kirchhof's Einwand nicht gelte, die Frage entscheiden lassen und zwar zu Gunsten der Ansicht: „dass jede chemische Verbindung ihr eigenes Spectrum besitze.“

Eine andere Frage ist die: Hat jeder Stoff nur Ein Spectrum, oder auch deren mehrere? Da es theoretisch und erfahrungsmässig feststeht, dass Dichte, Dicke und insbesondere Temperatur der leuchtenden Schichten auf das Aussehen des Spectrums Einfluss haben, so muss zunächst ausgemacht werden, wie sich ein Spectrum ändern darf, damit man es noch als „wesentlich dasselbe“ bezeichnen kann. Wenn bei höherer Temperatur neue Linien auftauchen, früher vorhandene ihre Intensität ändern, ja selbst verschwinden, so spricht man immer noch vom nämlichen Spectrum. Es könnte nun der Fall sein, dass ein Spectrum bei den Temperaturen t_1 und t_2 eine Anzahl Linien gemeinsam hat, dass es ebenso bei t_2 und t_3 andere gemeinsame Linien besitzt, dass es aber bei t_3 keine Linien mehr enthält, die es bei t_1 hatte. Gilt nun das Spectrum bei t_2 noch als dasselbe, wenn auch modificirte, wie das bei t_1, ferner das bei t_3 als das modificirte von t_2, so kann man auch wohl die Spectra bei t_1 und t_3 als Modificationen ein und desselben Spectrums bezeichnen, wenn sie auch total verschieden aussehen.

Unter dieser Voraussetzung erscheint es von vornherein als wahrscheinlich, dass jedes Element (welches nicht allotrope Modificationen besitzt) nur Ein Spectrum besitze. Ob nun die in speciellen Fällen beobachteten zweiten Spectren, ob insbesondere die Bandenspectra dennoch wesentlich verschiedene Spectra desselben Elementes sind, oder ob sie, wie Thalen vermuthet, Verbindungen desselben angehören, oder ob, wie Helmholtz angeregt hat, vielleicht Atomspectra und Molekülspectra desselben Elementes existiren, das ist bis jetzt noch nicht zu entscheiden.

58 **Die Absorptionsspectra der Gase und Dämpfe. Kirchhof's Gesetz.** Brewster machte zuerst die interessante Entdeckung, dass die Dämpfe der salpetrigen Säure zwischen eine weisse Lichtquelle und das Spectrometer eingeschaltet, ein Absorptionsspectrum geben (Tafel II, Nr. 4), welches von sehr zahlreichen (gegen 2000) dunkeln und feinen Linien, ähnlich den Fraunhofer'schen Linien, durchzogen ist. Die meisten derselben liegen im Blau und Grün, der violette Theil des Spectrums fehlt ganz. Man bedient sich bei diesem Experimente des im §. 53 Fig. 204 beschriebenen Apparates. Die salpetrigsauren Dämpfe erhält man durch Uebergiessen von Kupferspähnen mit Salpetersäure oder besser durch Erhitzen von salpetersaurem Bleioxyd in einem Kölbchen.

Beim Erwärmen der Dämpfe vermehren sich die Linien und werden dunkler. Hat die Temperatur eine gewisse Höhe erreicht, so wird das Spectrum ganz verdunkelt und es dringt kein Licht mehr durch das undurchsichtig gewordene Gas.

Aehnlich verläuft die Erscheinung bei anderen gefärbten Gasen oder Dämpfen, z. B. Bromdampf, Joddampf, (Tafel II, Nr. 5), Dampf von Chromoxychlorid, Unterchlorsäure, Manganhyperchlorid. Dagegen zeigt der gleichfalls gefärbte Dampf von Wolframchlorid nach Miller keine Linien. Entgegen den Angaben dieses Physikers, dass auch Chlorgas und ausserdem die sämmtlichen farblosen Gase keine Linien zeigen, ist durch Morren erwiesen, dass bei Chlor in einer 2 Meter dicken Schichte ebenfalls einige Linien auftreten und durch Janssen ist der Nachweis geliefert, dass der farblose und durchsichtige Wasserdampf in einer 37 Meter langen Röhre ebenfalls ein mit zahlreichen Linien im Roth und Orange durchzogenes Absorptionsspectrum liefert.

Die Aehnlichkeit der dunklen Linien der Absorptionsspectra der Gase mit den Fraunhofer'schen Linien des Sonnenspectrums musste auf den Gedanken führen, dass letztere ebenfalls durch Absorption zu Stande kommen. Da nun nach Brewster und nach Zantedeschi ein Theil der Linien des Sonnenspectrums stärker und zahlreicher hervortritt, wenn sich die Sonne dem Horizont nähert, als um Mittag, so ist anzunehmen, dass diese Linien durch Absorption des Lichtes auf dem Wege durch die Atmosphäre entstehen. Man nannte diese Linien des-

halb Luftlinien. Durch Untersuchungen von Secchi, Janssen und Cooke ist ausser Zweifel gestellt, dass der grössere Theil dieser Linien durch Absorption von Seite des Wasserdampfs der Atmosphäre hervorgerufen wird.

Die übrigen Fraunhofer'schen Linien, welche mit dem Stande der Sonne nicht wechseln, können nicht in der Erdatmosphäre ihren Ursprung haben, wir müssen denselben daher in der Sonne selbst suchen und annehmen, dass das ursprünglich weisse Sonnenlicht beim Durchgange durch eine die Sonne umgebende Gas- oder Dampfschichte durch Absorption jener Bestandtheile beraubt werde, welche ihm im Spectrum fehlen. Mit einem Worte, wir müssen das Sonnenspectrum als ein Absorptionsspectrum auffassen.

Der Entdecker dieser Theorie ist C. Kirchhof. Allein seine Entdeckung reicht noch viel weiter.

Schon Euler hat vor hundert Jahren die Vermuthung ausgesprochen, dass jeder Körper Licht von derselben Gattung, als er selbst ausstrahlt, auch absorbire; Foucault hat 1849 beobachtet, dass im Spectrum des elektrischen Lichtes, das von den Kohlenspitzen ausgeht, die doppelte Natriumlinie als dunkle Linie auf hellem Hintergrunde sichtbar sei; Angström behauptete 1853, „dass ein Körper im glühenden Zustande dieselben Lichtarten aussenden müsse, welche er bei gewöhnlicher Temperatur absorbirt." Damit waren diese Physiker der Entdeckung des richtigen Gesetzes nahe, welches Kirchhof 1860 auf mathematische und experimentelle Gründe gestützt, folgendermaassen aussprach:

„Das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen einer und derselben Strahlengattung ist für alle Körper bei derselben Temperatur dasselbe."

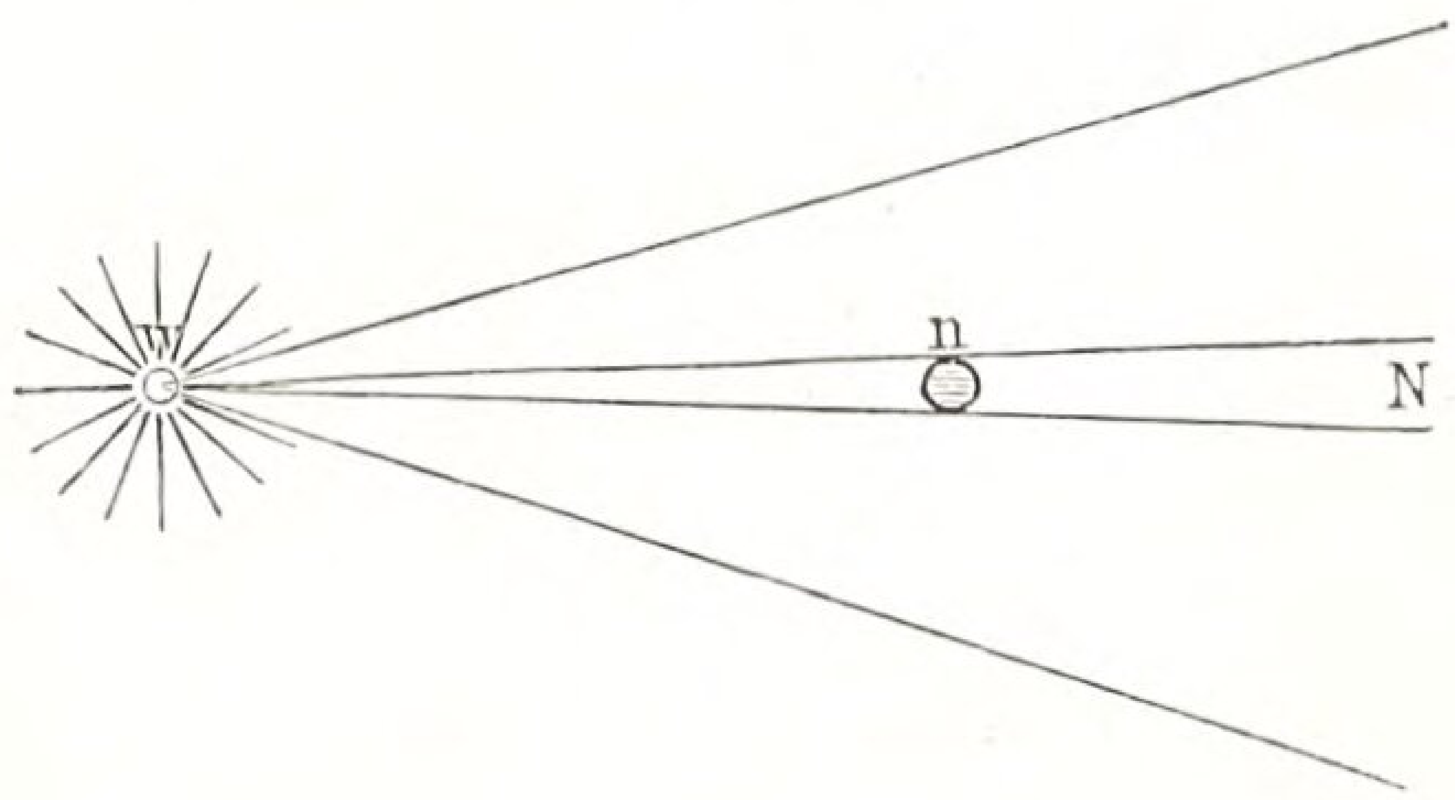
Die Umkehrung der Spectra; objective Darstellung derselben. Kirchhof's Gesetz über die Proportionalität vom Emissions- und Absorptionsvermögen, auf welches wir später zurückkommen werden, interessirt uns zunächst an dieser Stelle durch nachstehende Folgerungen: Wenn ein glühendes Glas nur Eine Lichtsorte, z. B. nur gelbes Licht (entsprechend der Linie *D*) ausstrahlt, so absorbirt es auch nur dasselbe gelbe Licht, es ist also für alle übrigen Lichtsorten durchsichtig. 59

Der glühende Dampf des Natriums erfüllt diese Bedingung, er strahlt nur gelbes Licht der Linie *D* aus, er muss also auch dieselbe Lichtsorte aus dem weissen Lichte absorbiren, während er alle anderen Lichtsorten durchlässt. Das Spectrum des weissen Lichtes, das durch Natriumdampf hindurchgegangen, muss daher eine dunkle Linie *D* zeigen. Das Absorptionsspectrum des Natriumdampfes ist daher als negative

Copie des Emissionsspectrums desselben zu betrachten. Diese Erscheinung heisst nach Kirchhof die Umkehrung des Spectrums.

Eine wesentliche Bedingung zum Gelingen dieser Umkehrung ist die, dass die Temperatur der weissen Lichtquelle eine bedeutend höhere sei, als die des absorbirenden Dampfes, wie sich leicht aus folgender Ueberlegung ableiten lässt.

Fig. 212.



Es sei w (Fig. 212) ein glühender, weisses Licht aussendender Körper. In den Gang der von ihm ausgehenden Strahlen stellen wir eine Schichte glühenden Natriumdampfes, z. B. eine Natrium enthaltende Flamme n, deren horizontaler Durchschnitt durch den Kreis n dargestellt sei. Die Intensität des von w stammenden in n eindringenden gelben Lichtes sei beispielsweise nur zweimal so gross als die Intensität des von der Flamme n ausgesendeten gelben Lichtes, welche wir gleich 1 setzen. Die Absorptionskraft der Flamme sei $^1/_4$, das heisst, sie lasse nur $^1/_4$ des gelben Lichtes durch, welches auf sie auffällt, so gelangen in den Raum N

von dem gelben (D) Lichte der Quelle w $2 - \frac{2}{4} = 1\frac{1}{2}$ Einheiten
" " " " " " n 1 "

in Summa: $2\frac{1}{2}$ Einheiten.

Dagegen gelangen in den Raum N von den benachbarten Lichtsorten der Quelle w 2 Einheiten.

Im Raume N überwiegt also die Intensität des gelben Lichtes um $\frac{1}{2}$ "

In diesem Falle wird also das in N aufgestellte Spectroskop ein Spectrum zeigen, worin die Natriumlinie heller ist, als ihre Umgebung. Nun nehmen wir aber ein anderes Beispiel:

Die Intensität des von der weissen Lichtquelle w stammenden gelben Lichtes sei 10 mal so gross, als die Intensität des gelben Lichtes der Flamme n, welche wieder gleich 1 gesetzt wird. Die Absorptionskraft derselben sei wie früher $\frac{1}{4}$. Dann gelangen in den Raum N von dem gelben (D) Lichte der Quelle w . . . $10 - \frac{10}{4} = 7\frac{1}{2}$ Einheiten,

ferner gelangen in den Raum N von dem gelben (D) Lichte der Quelle n 1 "

in Summa . $8\frac{1}{2}$ Einheiten.

Dagegen beträgt die Intensität der benachbarten Lichtsorten der Quelle w 10 Einheiten.

Mithin überwiegen die letzteren um $1\frac{1}{2}$ „

Diesmal wird daher das Spectroskop eine weniger helle gelbe D-Linie auf hellerem Spectrum zeigen. Ist der Unterschied noch bedeutender, so erscheint durch den Contrast die weniger helle D-Linie wie dunkel neben der viel helleren Nachbarschaft. Wie diese Beispiele zeigen, ist zur Umkehrung nicht genügend, dass die weisse Lichtquelle überhaupt helleres gelbes Licht aussende, sondern die Helligkeit muss in einem vom Absorptionsvermögen des Dampfes abhängigen Grade höher sein.

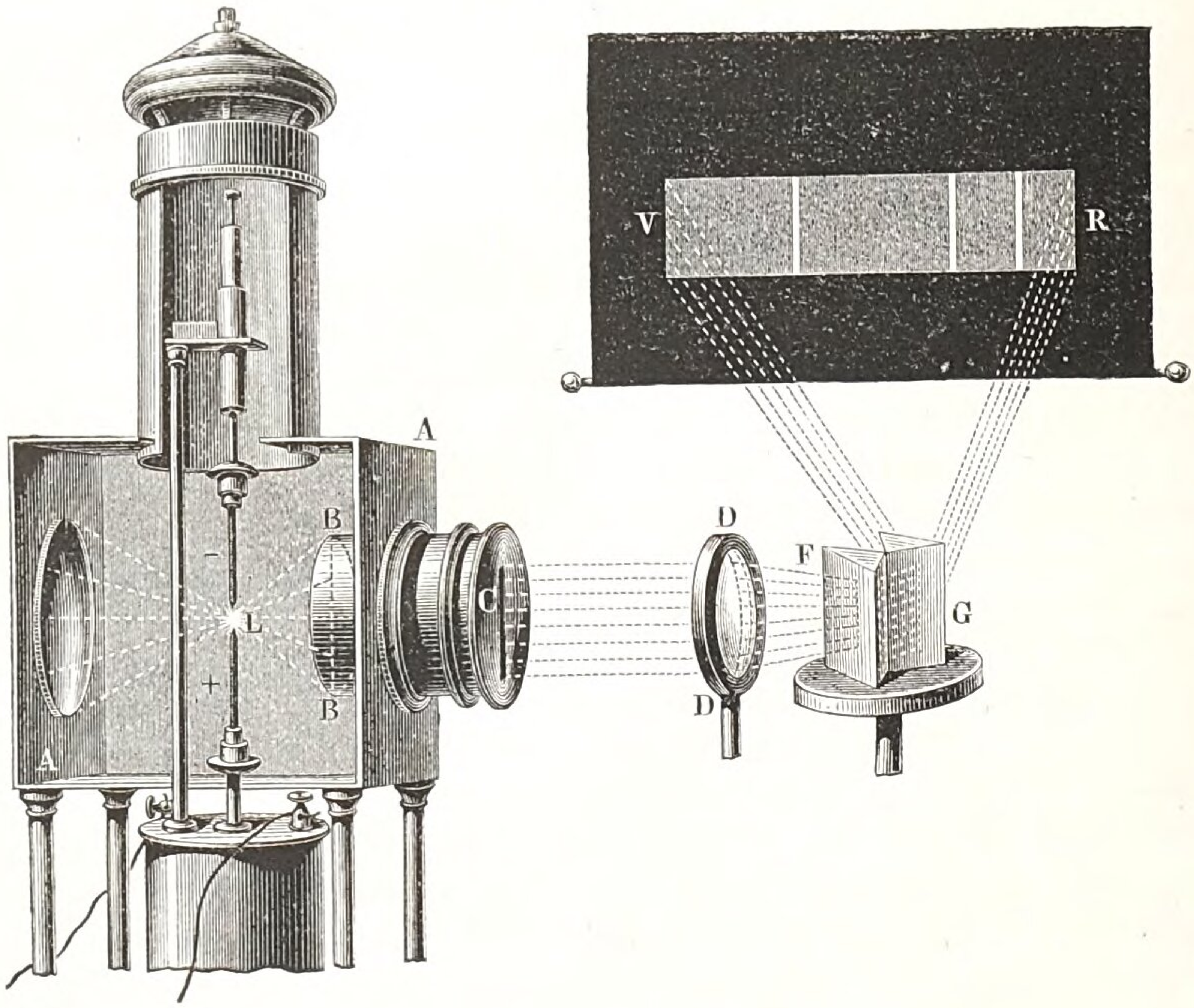
Kirchhof sendete das Licht eines durch die Knallgasflamme glühend gemachten Kalkcylinders (Drummond'sches Licht) durch eine Flamme von wässrigem kochsalzhaltigem Alkohol auf den Spalt des Spectroskopes und erhielt so eine dunkle Linie genau an der Stelle, wo die Kochsalzflamme allein eine helle Linie giebt, und wo im Sonnenspectrum die Fraunhofer'sche Linie D auftritt. Statt des glühenden Kalkcylinders kann auch ein durch einen elektrischen Strom bis nahe zum Schmelzpunkte gebrachter Platindraht gebraucht werden. Noch besser dient elektrisches Kohlenlicht, welches in folgender Weise zur Darstellung der directen und umgekehrten Spectra angewendet werden kann: AA, Fig. 213 (a. f. S.), ist eine elektrische Lampe von Duboscq, welche mit einer Säule von 50 bis 60 Bunsen'schen Bechern verbunden wird. Der leuchtende Punkt L befindet sich im Brennpunkt einer planconvexen Linse B von 9 Centimetern Durchmesser, welche die von L her auf sie fallenden Strahlen in ein Bündel paralleler Strahlen verwandelt. Bei C (9 Centimeter von jener Linse entfernt) ist das Rohr, in dessen anderem Ende die Linse B eingesetzt ist, durch eine Messingplatte geschlossen, in welcher sich eine verticale, 5 cm hohe und ungefähr 1·5 mm breite Spalte befindet. Die Vorrichtung, mittelst deren diese Spalte nach Belieben weiter oder enger gemacht werden kann, ist in unserer Figur der Einfachheit wegen weggelassen. Der Spalte gegenüber ist eine doppelt convexe Linse D von 9 cm Durchmesser und 31 cm Brennweite so aufgestellt, dass sie auf einem ungefähr 4 Meter weit entfernten Schirm ein scharfes Bild der Spalte entwirft. Hinter der Linse D werden alsdann zwei Schwefelkohlenstoffprismen F und G von 60^0 aufgestellt, deren jedes 9 cm hoch ist und deren brechende Flächen 5 cm breit sind. Das Prisma F ist so gestellt, dass das von D her auf dasselbe fallende Strahlenbündel in demselben ungefähr das Minimum der Ablenkung erfährt. Das zweite Prisma G ist alsdann so gestellt, dass die Eintrittsfläche G mit der Austrittsfläche von F einen Winkel von ungefähr 100^0 macht.

Wenn die Kohlenstäbchen, deren Spitzen bei L einander gegenüberstehen, aus reiner Gaskohle verfertigt sind, so wird durch die beschriebene Anordnung mittelst der beiden Prismen auf einem ungefähr

3·8 Meter entfernten weissen Schirm ein prachtvolles continuirliches Spectrum *VR* von ungefähr 3 Meter Länge und 56 cm Höhe erzeugt.

Um die hellen Linien verschiedener Metallspectra hervorzubringen, wird das untere (positive) Kohlenstäbchen durch einen Kohlencylinder von 1 cm Durchmesser ersetzt, dessen oberes Ende etwas ausgehöhlt ist.

Fig. 213.



In diese Höhlung wird dann ein Stückchen des Metalls gelegt, dessen Spectrum man zeigen will und welches sich als eine Reihe heller Linien von dem weniger hellen continuirlichen Spectrum abhebt. Es ist gut, wenn man für jedes Metall ein besonderes Kohlenstäbchen in Anwendung bringt.

Um die Spectra von Kalium, Natrium, Lithium, Calcium etc. zu zeigen, wird die eben besprochene Höhlung des unteren Kohlenstäbchens 1 cm tief gemacht und mit den trocknen Chloriden dieser Metalle gefüllt.

Bei gehöriger Regulirung des Spaltes *C* und bei gehöriger Einstellung der Linse *D*, der Prismen *F* und *G* und des Schirmes erscheinen die hellen Linien auf dem Spectrum *VR* vollkommen scharf.

Die Absorption der Natriumlinie durch Natriumdampf stellt Frankland in ausgezeichneter Weise durch das folgende Verfahren dar.

Zunächst wird der ausgehöhlte untere Kohlencylinder wieder durch ein gewöhnliches Kohlenstäbchen ersetzt, welches mit einer schwachen Lösung von Chlornatrium getränkt und wieder getrocknet ist. Sodann wird nahe vor der Spalte *C* ein horizontal gehaltenes dünnes Metallblech *ab* (Fig. 214) angebracht, dessen Ebene die Höhe der Spalte *C* halbirt. Ein Gaskochlämpchen wird nun unter der Mitte dieses Bleches so aufgestellt, dass dasselbe von der nicht leuchtenden Flamme bespült wird. In diese Flamme wird ein kleines Platinlöffelchen eingeführt, welches ein Natriumkügelchen enthält. Sobald das Natrium zu brennen beginnt, wird die bis dahin helle Natriumlinie in der oberen Hälfte des Spectrums schwarz, wie Fig. 215 andeutet, während in der unteren Hälfte des Spec-

Fig. 214.

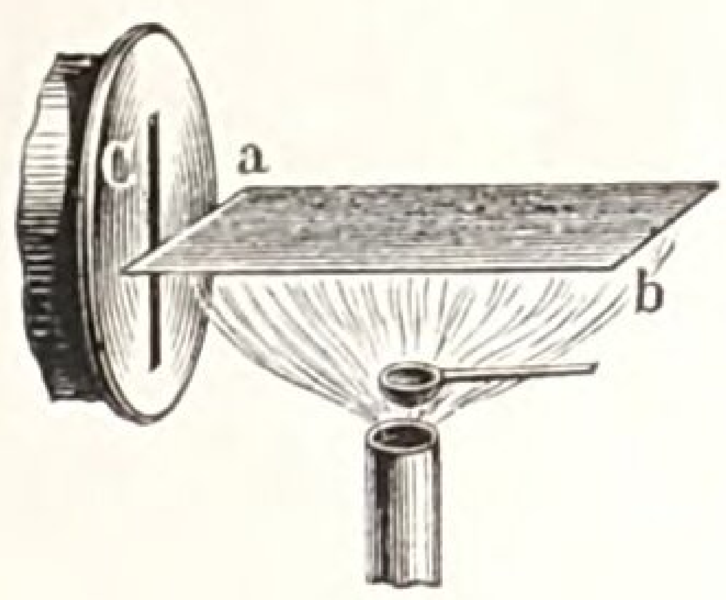
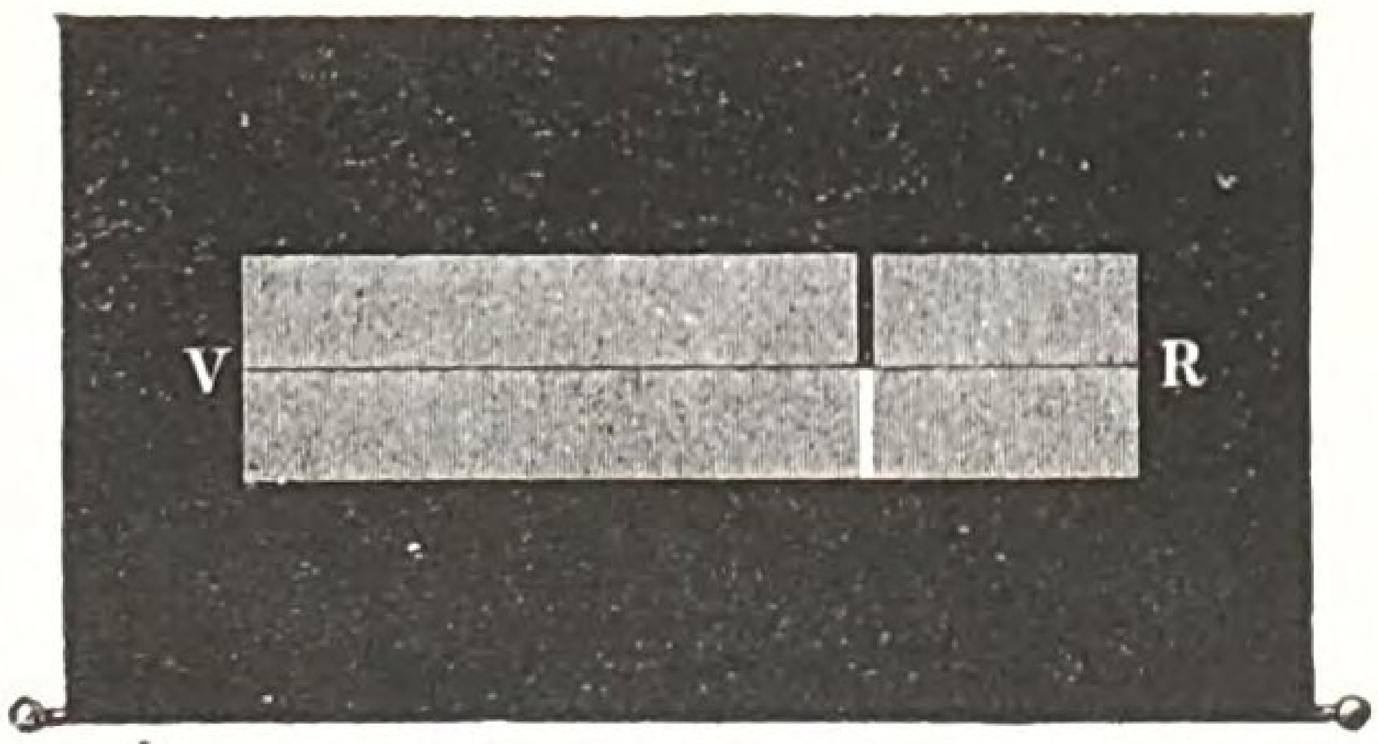


Fig. 215.



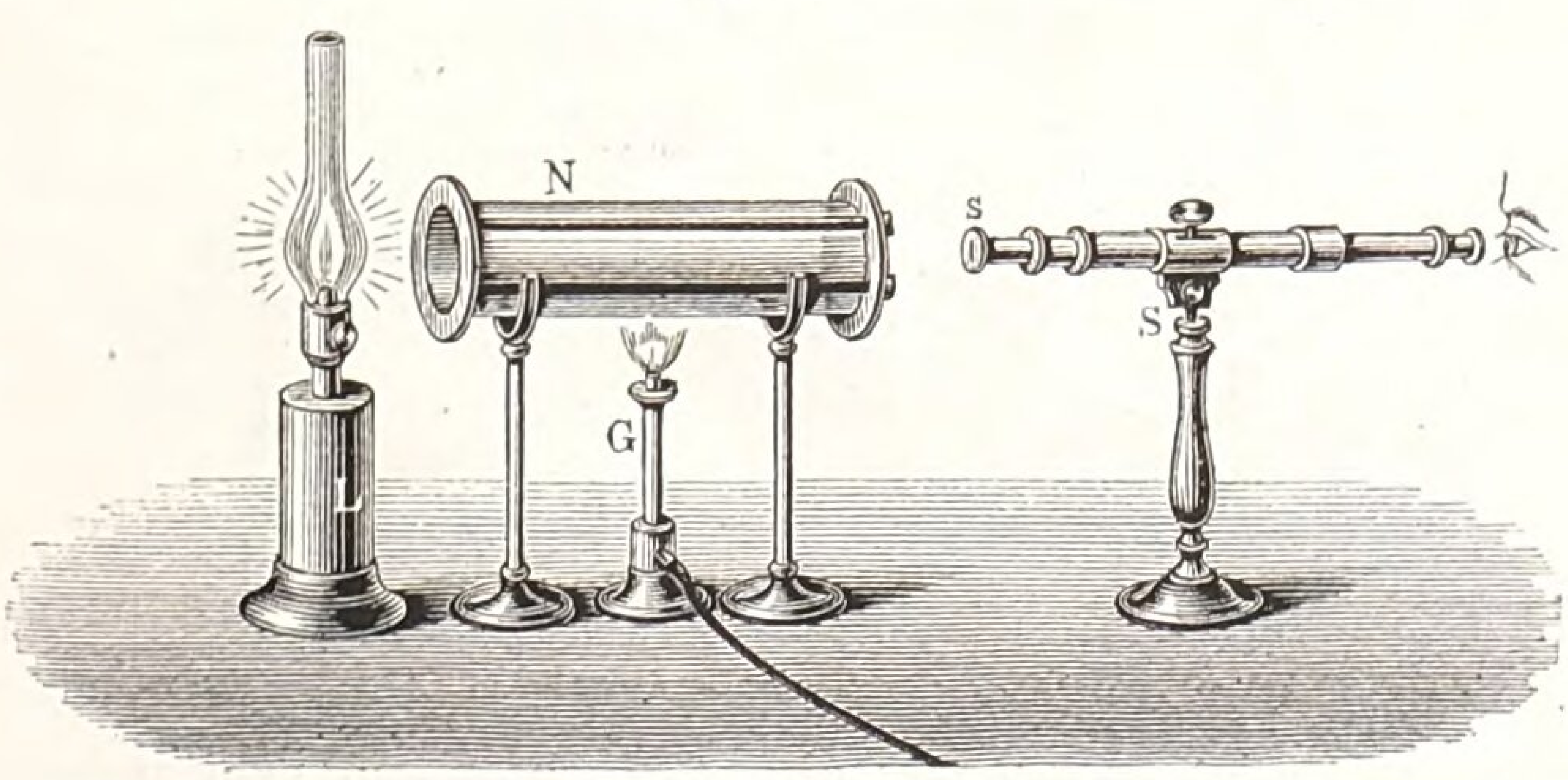
trums die helle Natriumlinie genau in der Verlängerung dieser schwarzen Linie liegt.

Damit der Versuch gelingt, dürfen die Kohlenspitzen nur schwach mit Kochsalz imprägnirt sein, weil sonst die Helligkeit der Natriumlinie im Spectrum zu gross ist, als dass der Natriumdampf sie umkehren könnte.

Hat man keine so hellen Lichtquellen zur Verfügung, so muss man die Temperatur des absorbirenden Dampfes niedriger wählen, indem man denselben nicht bis zum Glühen bringt.

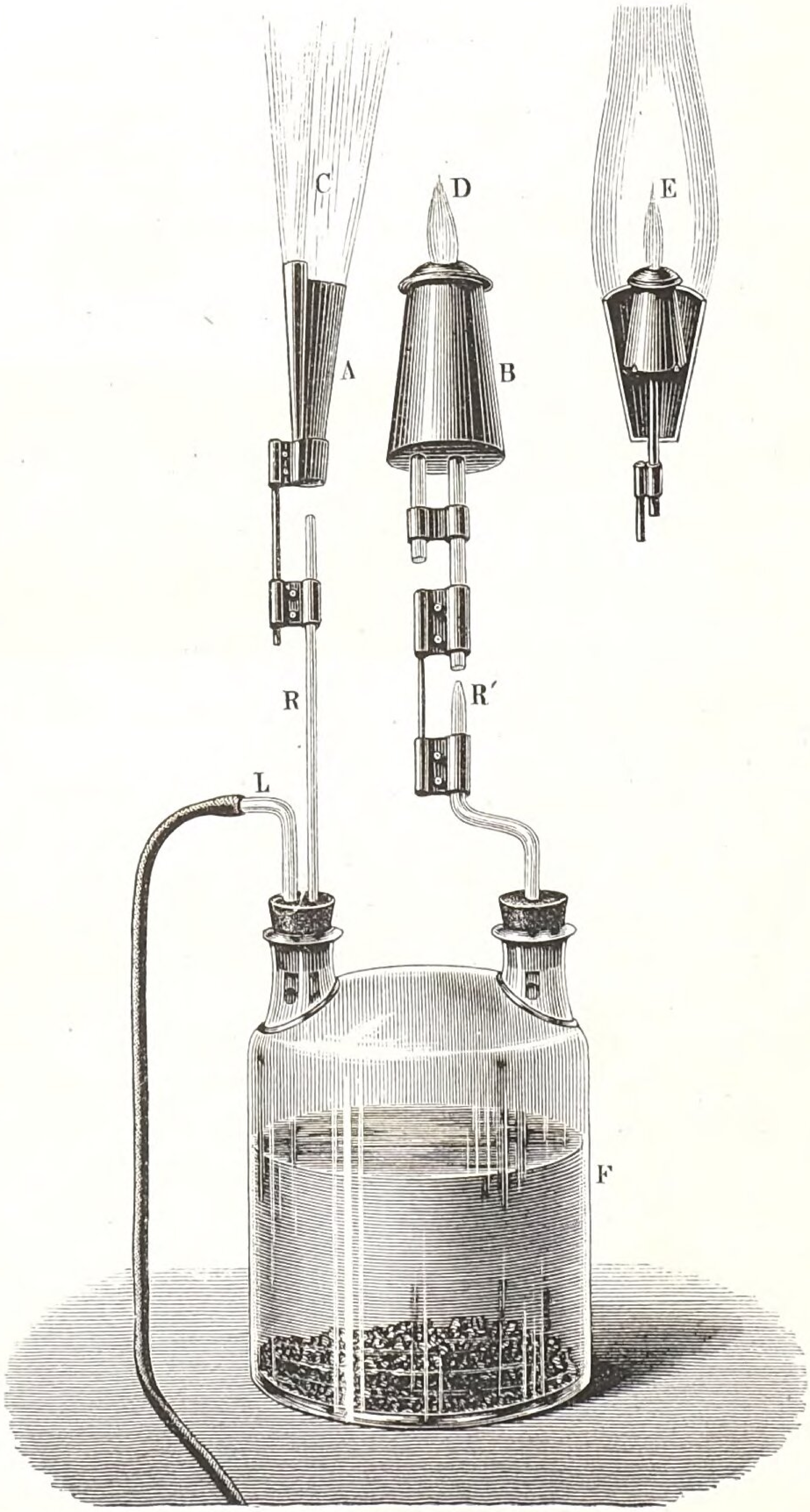
Fig. 216 zeigt die Zusammenstellung eines solchen Versuches; *L* ist eine Oellampe, deren weisses Licht im Spectroskop *S* ein continuirliches Spectrum erzeugt. In der Glasröhre *N* wird, nachdem man vorher

Fig. 216.



die Luft durch Wasserstoffgas verdrängt hat, ein Stückchen Natrium zum Verdampfen gebracht. Man kann statt dessen wohl auch eine starke an

Fig. 217.



beiden Enden zugeschmolzene Röhre von 10 bis 15 mm Weite, welche Wasserstoff und eine Quantität Natrium enthält, in erhitztem Zustande vertical vor die Spalte halten.

Noch leichter lässt sich eine dunkle Natronlinie nach Weinhold mittelst eines abweichenden Verfahrens erhalten. Man richtet ein Spectroskop, das nur aus Spalte und Prisma ohne Linse besteht, auf eine helle weisse Flamme und bringt nun eine kochsalzhaltige Weingeistflamme zwischen Auge und Prisma, so dass man das ganze Spectrum mit der gelben Flamme überdeckt, man erhält sodann die dunkle Natronlinie. Bringt man dieselbe Kochsalzflamme zwischen die weisse Flamme und die Spalte, so erhält man die helle Natronlinie. Die Erklärung dieser Verschiedenheit ist leicht zu finden, wenn man überlegt, dass im ersten Falle die Kochsalzflamme die Intensität der Nachbarstellen der Natronlinie vermehrt, während sie in der zweiten Stellung diese Nachbarstellen unverändert lässt.

Zum Schlusse wollen wir noch eine sehr einfache von Bunsen construirte Vorrichtung beschreiben, mittelst welcher sich die besprochene Umkehrung auch ohne Anwendung eines Spectralapparates zeigen lässt. Dieselbe besteht aus einer zweihalsigen Flasche F (Fig. 217), in welcher sich Zink, Kochsalz und verdünnte Schwefelsäure befindet. Durch den Schlauch L wird gewöhnliches Leuchtgas eingeführt, welches durch die Röhren R und R', deren letztere eine engere Mündung hat, wieder ausströmt. Auf jeder dieser Röhren lässt sich ein aus Eisenblech construirter Brenner auf- und abschieben.

Der Brenner A mündet in eine flache Spalte und liefert eine sehr breite Flamme C. Der Brenner B ist cylindrisch und von einem kegelförmigen, oben gedeckten Schornstein überragt, dessen Decke nur eine kleine Oeffnung besitzt, so dass eine kleine Flamme durch selbe durchschlagen kann. Das sich entwickelnde Wasserstoffgas reisst kleine Stäubchen der kochsalzhaltigen Flüssigkeit mit sich und färbt so die beiden Flammen hellgelb. Bei passender Regulirung erscheint dem Beobachter, welcher durch die kleine Flamme auf die grosse blickt, die erstere ganz dunkel, wie rauchig auf dem hellen Hintergrunde, wie in E angedeutet ist. Das Licht der hinteren, viel heisseren Flamme wird von der wenig heisseren vorderen absorbirt und durch solches geringerer Intensität ersetzt, welches durch den Contrast dunkel erscheint. Bunsen's Apparat hatte ursprünglich zwei gesonderte Flaschen. Desaga in Heidelberg liefert denselben in der beschriebenen vereinfachten Form.

Ausser mit Natrium lässt sich die Umkehrung des Spectrums auch mit Lithium leicht anstellen, bei den übrigen Spectren gelingt dies schwieriger, insbesondere sind die Funkenspectra wegen ihrer beschränkten Dauer hierzu nicht brauchbar.

Genauere Untersuchung des Sonnenspectrums; Abbildungen desselben von Kirchhof und von Angström. Chemie der Gestirne, Spectra der Fixsterne und der Meteore. 60 Nachdem Kirchhof die Umkehrung des Natriumspectrums entdeckt und das genaue Zusammenfallen der Natronlinie mit der D-Linie,

welches schon von Fraunhofer beobachtet war, aufs Neue constatirt hatte, war zu den weiteren Entdeckungen nur mehr Ein Schritt. Entweder war dieses Zusammentreffen nur ein besonderer Zufall, oder die Sonnenatmosphäre enthält Natriumdampf. Kirchhof untersuchte daher, ob noch andere zahlreichere Linien anderer Elemente im Sonnenspectrum sich finden. Zu diesem Zwecke nahm Kirchhof mittelst des in Fig. 182 abgebildeten Apparates eine genaue Zeichnung des Sonnenspectrums mit allen Linien auf. Zu gleicher Zeit wurden mittelst eines Vergleichsprismas die Spectren der verschiedenen Metalle im Gesichtsfeld des Apparates hervorgebracht und die Coincidenzen der Linien beobachtet. Die Lage derselben wurde auf eine willkürliche Scala bezogen, in welcher die Fraunhofer'schen Linien nachfolgenden Ablesungen entsprachen:

A	405	b_1	1633.4
a	505	b_2	1648.3
B	593	b_3	1655.0
C	694	F	2080
D_1	1002.8	G	2855
D_2	1006.8	h	3371
E	1522.7	H_1	3568

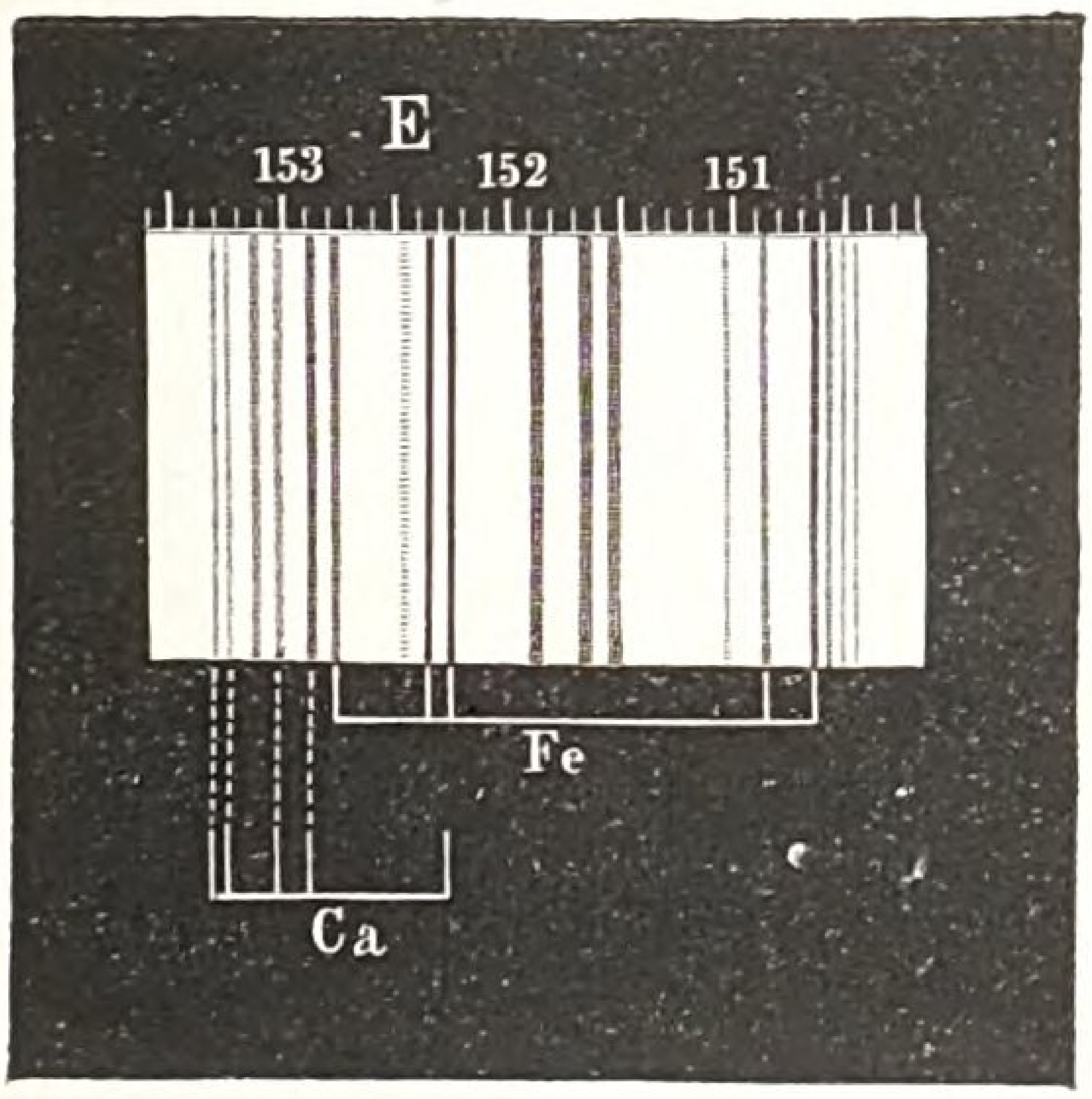
Kirchhof selbst zeichnete ein $1^1/_4$ Meter langes Stück dieses Spectrums von D bis über F reichend. Die Ergänzung dieser höchst anstrengenden Arbeit erfolgte durch seinen Schüler Hofmann. Veröffentlicht wurde dieselbe auf vier Tafeln in Kirchhof's „Untersuchungen über das Sonnenspectrum und die Spectren der chemischen Elemente“ (in den Abhandlungen der Berliner Akademie vom Jahre 1861 und 1863), auch als Separatabdruck in zwei Theilen im Buchhandel erschienen).

Wir geben beistehend einige Copien der Kirchhof'schen Zeichnung, wobei nur die Höhe des Spectrums ungefähr halb so gross als im Originale genommen wurde.

Durch die in §. 53 erläuterte Vorrichtung war es möglich, das Spectrum des elektrischen Funkens unmittelbar unter dem Sonnenspectrum darzustellen, so dass man die beiden Spectra direct mit einander vergleichen konnte. In der Kirchhof'schen Spectralzeichnung sind nun unmittelbar unter dem Sonnenspectrum diejenigen Stellen bezeichnet, an welchen die hellen Linien verschiedener Metallspectra erscheinen. So sieht man z. B. in Fig. 220, dass die zwei hellen Natriumlinien genau mit den Fraunhofer'schen Linien D zusammenfallen. Aus Fig. 219 ersieht man, dass hier sieben helle Linien des Eisenspectrums und sieben helle Linien des Calciumspectrums mit dunklen Linien des Sonnenspectrums coincidiren. Das Gleiche findet statt für den in Fig. 218 dargestellten Theil des Spectrums. Auf dem von Kirchhof veröffentlichten Theile des Spectrums kommen ungefähr 70 helle Eisenlinien vor,

welche sämmtlich mit dunklen Linien des Sonnenspectrums zusammenfallen; eine gleiche Coincidenz findet statt für die hellen Linien des Spectrums von Calcium und Magnesium. Nach Angström fallen auch die Fraunhofer'schen Linien *H* mit hellen Linien des Calciumspectrums zusammen.

Fig. 218.



Den hellsten Linien in dem Spectrum von Baryum, Kupfer und Zink entsprechen deutlich dunkle Linien im Sonnenspectrum, den schwächeren nicht.

Dagegen fallen die hellen Linien im Spectrum von Lithium, Strontium, Blei, Zinn, Quecksilber, Aluminium, Silber u. s. w. nicht mit dunklen Linien des Sonnenspectrums zusammen, wie man dies z. B. in Fig. 219 für eine helle Linie des Bleispectrums sieht, welche, wie die

Fig. 219.

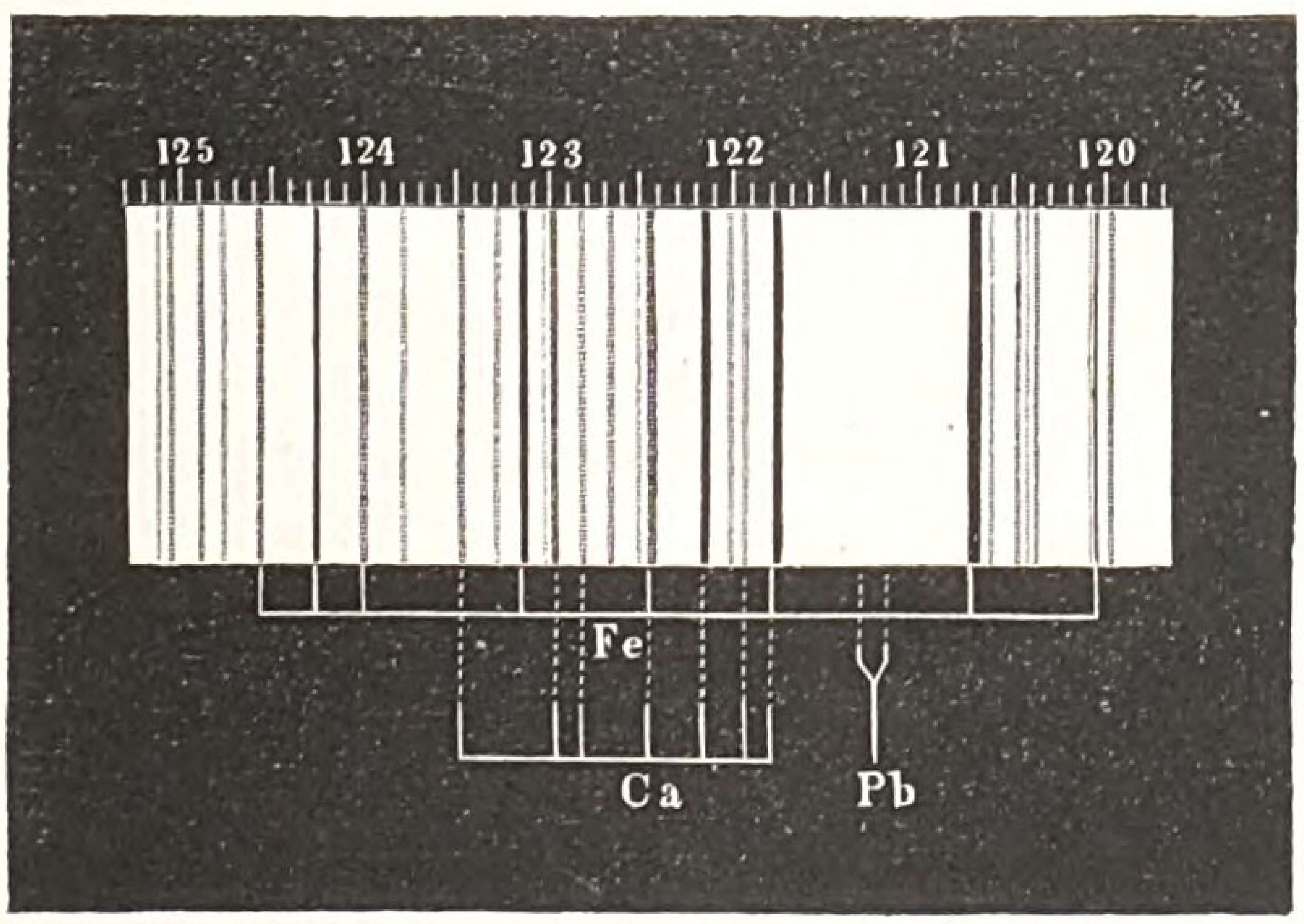
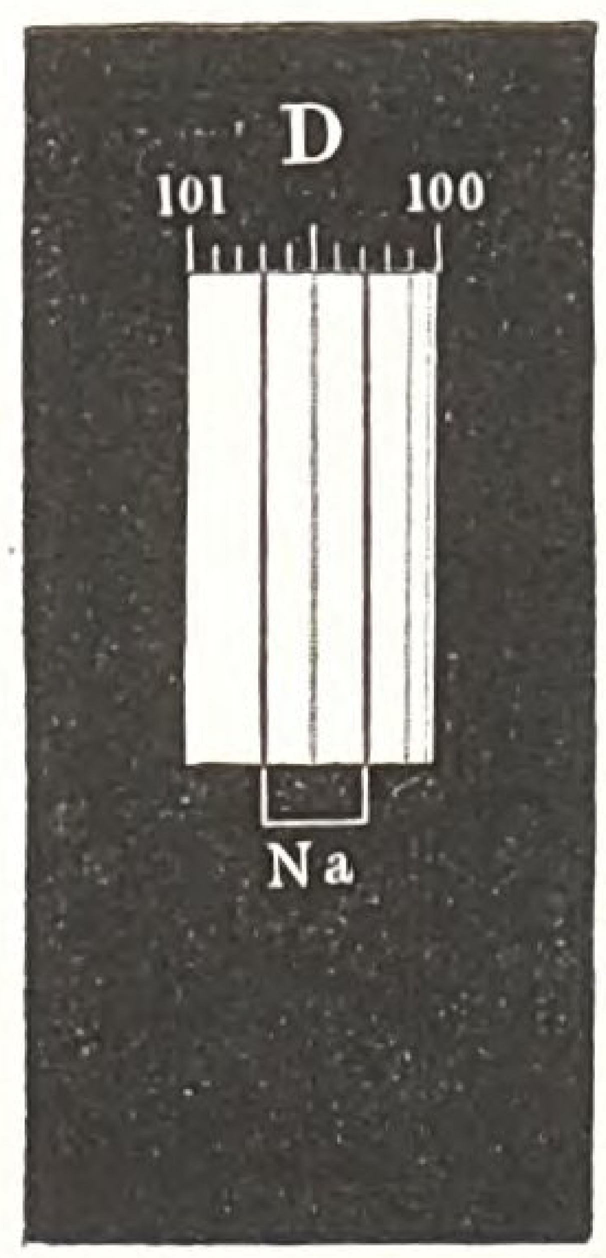


Fig. 220.



Gabel andeutet, mit welcher oben der Strich über *Pb* endet, eine namhafte Breite hat.

Nach diesen Beobachtungen war an ein zufälliges Zusammentreffen nicht mehr zu denken. Wenn man nur allein die von Kirchhof beobachteten 60 Eisenlinien in Rechnung zieht, so ergiebt sich nach der Wahrscheinlichkeitsrechnung, dass man 1 auf 1152930000000000000 wetten darf, dass das Zusammentreffen derselben kein Zufall sei. Nun hat Hofmann noch weiter 13 coincidirende Eisenlinien beobachtet, ja Angström und Thalén haben später sogar 460 helle Eisenlinien mit ebensovielen dunklen Sonnenlinien zusammenfallen gesehen, so dass sich hiernach die Wahrscheinlichkeit für nur zufälliges Zusammentreffen auf

die verschwindende Grösse von $\frac{1}{2460}$ reducirt. Da nun aber auch für viele andere Elemente derartige Coincidenzen beobachtet sind, so kann man als Gewissheit aussprechen, dass die betreffenden dunklen Sonnenlinien Absorptionslinien der Elemente sind.

Kirchhof's Abbildung des Sonnenspectrums ist auf eine willkürliche Scala gegründet und da sein Spectrum durch Brechung erzeugt wurde, so ist die Lage der Linien von der zufälligen Beschaffenheit seiner Prismen abhängig. Um diesen Uebelstand, den wir bereits in §. 52 hervorgehoben haben, zu vermeiden, hat Angström in Upsala unter Mitwirkung von Thalén mittelst der Methode des Gitterspectrums (§. 52) eine neue Zeichnung des Sonnenspectrums angefertigt, welche, Dank den ausgezeichneten Messinstrumenten und der besonderen Sorgfalt und Gründlichkeit der Beobachter, zu den vollendetsten physikalischen Arbeiten gerechnet werden muss. Die Zahl der nach Wellenlängen gemessenen dunklen Linien beträgt 1000, die Messung ist auf ein Zehnmilliontel eines Millimeters genau. Das gesammte Sonnenspectrum hat in den Originaltafeln (*Recherches sur le Spectre Solaire par A. J. Angström — Spectre Normal du Soleil, Atlas de six Planches. Upsal, W. Schultz, Berlin, F. Dümmler* 1869) in 11 Abtheilungen eine Länge von 3·387 Meter. Wir geben hier eine Copie eines Bruchstückes in der Umgebung der Linie F (Fig. 221).

Die Ziffern am obern Rande bedeuten Wellenlängen, z. B. die Zahl 49 bedeutet: $\lambda = 0{\cdot}000490$ mm ($= 490^{\mu\mu}$), die Linie F steht bei $\lambda = 0{\cdot}00048606$ mm. Die Wellenlängen steigen gegen das rothe Ende, mithin gehen die Scalenzahlen entgegengesetzt mit der Kirchhof'schen Scala. Unterhalb sind die Spectrallinien der irdischen Elemente angeführt.

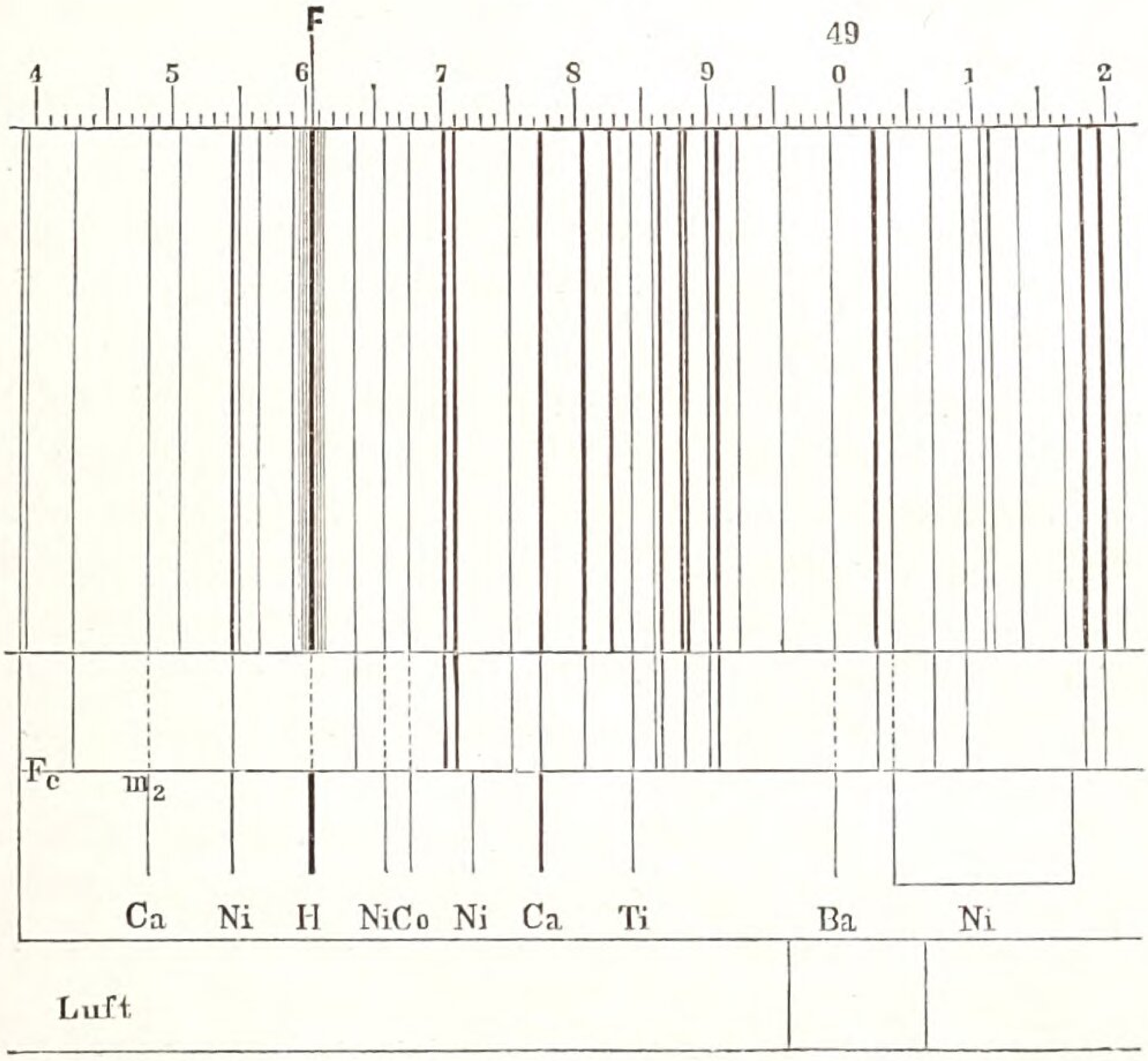
Nach Angström's Beobachtungen, welche die Kirchhof's bestätigen und vervollständigen, fallen bei nachstehenden Elementen die beigeschriebene Anzahl von Linien mit Sonnenlinien zusammen: Natrium 9, Eisen 450, Calcium 75, Baryum 11, Magnesium 4, Mangan 57, Titan 118, Chrom 18, Nickel 33, Kobalt 19, Wasserstoff 4, Aluminium 2, Zink 2, Kupfer 7. Neuestens wurden auch die Linien des Sauerstoffs aufgefunden.

Es steht somit fest, dass vom Kern der Sonne, mag derselbe sonst wie immer beschaffen sein, weisses Licht ausstrahlt, und dass dieses Licht eine Schichte hoch erhitzter Dämpfe, in welcher oben genannte Stoffe enthalten sind, durchsetzen muss. Die zahlreichen daran sich knüpfenden Folgerungen und Hypothesen müssen wir hier übergehen, indem wir auf J. Müller's kosmische Physik, sowie auf die zahlreichen Originalarbeiten von Kirchhof, Angström, Janssen, Lockyer, Secchi, Huggins, Faye, Zöllner u. A. verweisen.

Nachdem man durch die Spectralanalyse eine chemische Analyse der Sonnenoberfläche erreicht hatte, richtete man das Spectroskop auch

auf die anderen Gestirne. Zunächst zeigte das Licht der Planeten die hauptsächlichsten Fraunhofer'schen Linien, wenn auch etwas modifi-

Fig. 221.



cirt und ausserdem manchmal neue Linien, welche auf eine Planetenatmosphäre schliessen lassen. Letzteres ist z. B. bei Venus, Jupiter und Uranus der Fall, deren Atmosphären Wasserdampf zu enthalten scheinen. Der Mond zeigte das unveränderte Spectrum, wodurch neuerdings der Mangel einer Atmosphäre bewiesen ist.

Die Fixsterne geben continuirliche Spectren mit dunklen Linien, also ähnlich wie die Sonne. Sie wurden insbesondere von Huggins und von Secchi untersucht. Letzterer unterscheidet darunter vier Typen:

I. Typus (Sirius, Wega, α Lyrae) zeigt die grüne und blaue Wasserstofflinie und eine grosse Anzahl sehr feiner Linien in gleichmässiger Vertheilung. Das Gesammtlicht ist weiss. Dieser Gruppe gehört die Hälfte aller Fixsterne an. Als Beispiel geben wir Tafel II, Nr. 2 das Spectrum von α Lyrae.

II. Typus (Sonne, Arcturus, die Sterne im Wallfisch, im Eridanus und Drachen). Das Spectrum ist im Roth und Blau von starken dunklen Linien durchzogen. Der gelbe Theil ist davon frei, daher diese Farbe etwas vorwiegt. Zu diesem

Typus gehört etwa $\frac{1}{6}$ der Sterne. Als Beispiel bilden wir daneben nochmals das Sonnenspectrum ab. Tafel II, Nr. 1.

III. Typus (die Sterne im Orion, im Hunde, im Hasen). Spectra mit breiten dunklen Stellen, welche aus vielen feinen Linien bestehen. Hierher gehören insbesondere rothe Sterne, im Ganzen etwa 100, darunter 30 grössere. Als Beispiel ist das Spectrum von α Orionis abgebildet. Tafel II, Nr. 3.

IV. Typus. Kleine Sterne bis zur 6. Grösse, ihr Spectrum besteht aus drei Hauptzonen, einer rothen, einer grünen und einer blauen.

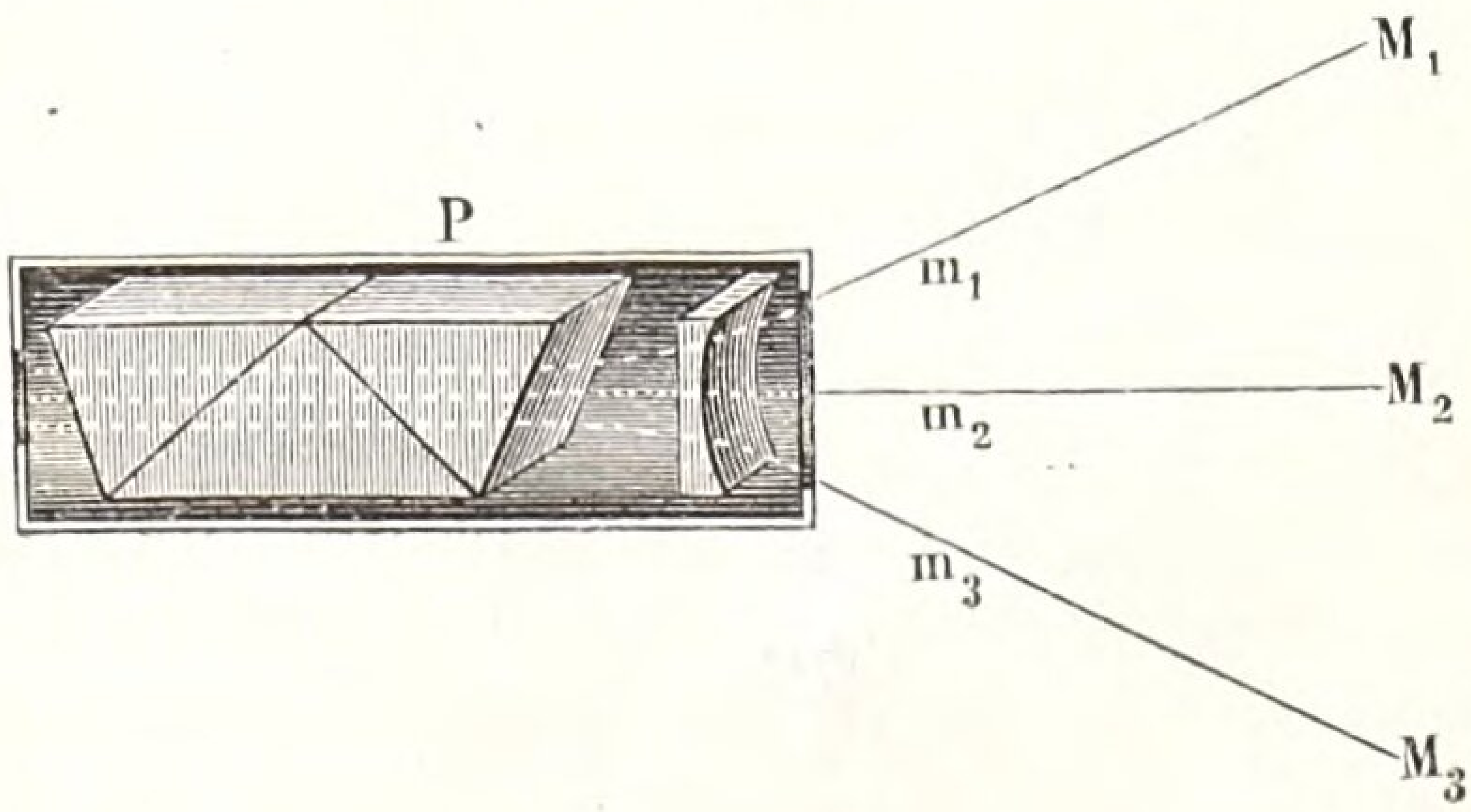
Vogel unterscheidet drei Classen, bei welchen verschiedener Grad der Temperatur anzunehmen ist. Bei der ersten Classe der heissesten Sterne ist die Absorption noch sehr gering, daher keine oder wenige zarte Linien; bei der zweiten Classe weniger heisser Sterne ist die Absorption schon stärker, es kommen kräftige Absorptionsstreifen vor; bei der dritten Classe, deren Temperatur am wenigsten hoch, deuten breitere Absorptionsstreifen auf das Vorhandensein von Verbindungen der Elemente.

In die erste Classe gehören die rein weissen Sterne (Sirius, Wega, $\beta, \gamma, \delta, \varepsilon$ Orionis, β Lyrae, γ Cassiopeiae). In die zweite die gelben Sterne (Capella Arctur, Aldebaran, unsere Sonne), in die dritte Classe die rothen Sterne (α Hercules, α Orionis, β Pegasi).

Die Sternnebel zeigen nach Huggins helle Linien, von denen meist einige dem Wasserstoff angehören, ihre geringe Lichtstärke bietet der Untersuchung grosse Schwierigkeiten.

Die Kometen geben nach Huggins Spectra, welche die Anwesenheit von Kohlenstoff und zwar als Kohlenwasserstoff wahrscheinlich machen. Sie enthalten constant drei helle Banden, wie sie auch im

Fig. 222.



Spectrum des Kohlenstoffs im Olivenöl und im ölbildenden Gase vorkommen.

Anhangsweise wollen wir noch über die Spectra der Sternschnuppen und des Nordlichts berichten.

Die Spectra der Sternschnuppen, zu deren Beobachtung Browning ein eigenes Spectroskop (Fig. 222) construirt hat, sind denen fester

glühender Körper entsprechend. In den Spectren ihrer Schweife zeigten die Sternschnuppen der Novemberperiode einen Unterschied von denen der Augustperiode, was auf eine verschiedene chemische Zusammensetzung schliessen lässt.

Das Spectrum des Nordlichtes macht den Physikern viel Kopfzerbrechen, da es mit keinem der bisher beobachteten Spectra irdischer Stoffe übereinstimmt. Nach Zöllner wäre dies dadurch zu erklären, dass das Nordlicht von einer elektrischen Erleuchtung der Luft herkommt, welche bei viel niedrigerer Temperatur stattfindet, als die der Gase in den Geissler'schen Röhren. Das Nordlichtspectrum wäre also ein Luftspectrum, aber ein solches von einer andern Ordnung, als jenes, welches wir bisher künstlich herstellen konnten.

Einfluss der Bewegung der Lichtquelle auf die Lage der Spectrallinien. 61 Im ersten Bande §. 177, S. 467 haben wir erwähnt, dass schon 1842 Doppler aus der Farbe der Sterne auf ihre Bewegung in der Richtung zum oder vom Beobachter zu schliessen versuchte. Wir haben dort ferner gezeigt, dass das Doppler'sche Princip in der Lehre vom Schall Anwendung und Bestätigung gefunden habe. Indem wir vorgreifend voraussetzen, dass die Fortpflanzung des Lichtes im Aether analog der des Schalles in der Luft erfolge, können wir die dort abgeleiteten Formeln auf die Lichterscheinungen übertragen, indem wir an die Stelle der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles v die des Lichtes (rund = 300 000 Km per Secunde) setzen. Bei Annäherung der Lichtquelle verkürzen sich die Wellenlängen, bei Entfernung verlängern sie sich. Demnach muss z. B. bei Annäherung von Natronlicht die gelbe Linie D im Spectrum gegen die violette Seite, bei Entfernung umgekehrt gegen die rothe Seite verschoben erscheinen. Dasselbe muss natürlich auch mit der Absorptionslinie, nämlich der dunklen D-Linie geschehen, da dann die helle Umgebung dieselbe Verschiebung erleidet. Secchi hat zuerst ohne genügende Hülfsmittel die Fixsterne in dieser Richtung untersucht; Huggins nahm die Untersuchung mit feineren Instrumenten wiederum auf und beobachtete in der That bei der Linie F im Spectrum des Syrius, dass ihre Mitte etwas gegen das rothe Ende hin verschoben sei gegenüber der Stellung, welche dieselbe Linie bei Beobachtung des Wasserstrahls in einer Geissler'schen Röhre zeigte. Da zugleich die F-Linie des Syrius verbreitert erscheint, so ist die Beobachtung der Grösse der Verschiebung nicht von der wünschenswerthen Sicherheit. Die Verschiebung beträgt nach Huggins höchstens $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{3}$ des Abstandes der beiden D-Linien. Die Wellenlänge hat sich also nur um 0·109 Milliontel Millimeter vergrössert, woraus wir nach der Proportion:

$$486{\cdot}5 : 0{\cdot}109 = 300000 : x$$

die Geschwindigkeit, mit welcher sich dieser Stern von der Erde entfernt

$$x = 67 \text{ Km per Secunde berechnen können.}$$

Nach dem soeben Vorgetragenen ergiebt sich die Bedeutung des von Zöllner erfundenen im §. 51 S. 214 beschriebenen Reversionsspectroskopes. Ausser zur Messung der Annäherungs- oder Entfernungsgeschwindigkeit der Fixsterne wurde dieses Princip auch und zwar von Lockyer zur Messung der Geschwindigkeit der Wasserstoffgasströmungen an der Oberfläche zur Sonne in Anwendung gebracht und von Zöllner zur Messung der Rotationsgeschwindigkeit der Sonne vorgeschlagen.

Das Spectroskop leistet also in zweifacher Hinsicht der Astronomie die wichtigsten Dienste, es giebt nicht allein Aufschluss über die chemische Constitution der fernsten Weltkörper, sondern auch über ihre Bewegung in der Richtung, in der wir sie sehen, was nach keiner andern Methode zu erreichen wäre.

62 **Absorptionsspectra flüssiger und fester Körper; quantitative Spectralanalyse. Absorptionsgesetz, Extinctionscoefficient.** Ueber Apparate und Methode zur Herstellung der Absorptionsspectra wurde bereits im §. 53, über die Darstellungsweise im §. 54 das Nöthigste mitgetheilt; es bliebe uns daher nur noch übrig, von den Resultaten Kenntniss zu nehmen. Dieselben bieten jedoch vorläufig fast nur für den Chemiker Interesse. Derselbe kommt durch die Beobachtung der Absorptionsspectra der Lösungen vieler gefärbter Stoffe oft in die Lage, über ihre Zusammensetzung oder Herkunft rasch und sicher Aufschluss zu erhalten.

Wir müssen uns hier begnügen, ein Verzeichniss der Stoffe anzuführen, welche auf diese Weise der spectralanalytischen Untersuchung zugänglich sind.

I. Unorganische Stoffe. Die Lösungen von Magnesia und Thonerde (mittelst Purpurin) von Erbium, Didym, Rhodaneisen, Chrom, Mangan, Kobalt, Nickel, Uran, Kupfer, Silber, Gold. Als Beispiele findet man auf Tafel II die Spectren der Lösungen von saurem chromsaurem Kali (Nr. 6), Chlorkupfer (Nr. 7), Uebermangansaurem Kali (Nr. 8) und Salpetersaurem Didymoxyd (Nr. 9). Feste Körper: Ultramarin (aufgeschwemmt in Oel), Kobalt, Kupfer, Gold gelöst in Glas. Als Beispiele die Spectra des Kobaltglases, Tafel II, Nr. 12 und des Kupferglases (Nr. 13).

II. Organische Farbstoffe:

A. Rothe: Alizarin, Purpurin, Chrysophansäure, Rufigallussäure, Murexid, Cochenille, Blauholz, Fernambuk, Lackmus, Orceïn, Sandelholz, Alkanna, Fuchsin, Corallin, Naphtalinroth, Eosin, Safranin.

B. Gelbe: Orleans, Curcuma, Drachenblut, Fluorescein, Gelbholz, Caramel, Pikrinsäure, Quercitrin, Guajacharz, Gummigutti.

C. Grüne: Methylrosanilinpikrat, Aldehydgrün, Jodgrün, Chlorophyll (Tafel II, Nr. 11), Saftgrün.

D. Blaue: Indigo (Tafel II, Nr. 10), Berlinerblau, Anilinblau, Cyanin, Jodstärke.

E. Violette: Methylviolett, Dublia, Primula, Salicylsaures Eisenchlorid.

III. Wein, Weinfärbemittel, Bier, Biersurrogate, verschiedene Nahrungsmittel, — Blut etc.

Ueber die Absorptionsspectra aller dieser Stoffe findet man Aufschluss in dem trefflichen Werke von Dr. H. W. Vogel, „Praktische Spectralanalyse irdischer Stoffe“, Nördlingen 1877.

Das Wasser selbst ist in dicken Schichten gefärbt und wurde von H. W. Vogel in der bekannten blauen Grotte bei Capri mit dem Spectroskop untersucht. Er erhielt ein Spectrum, worin das Roth ganz fehlte, das Gelb verblasst war, dagegen Grün, Alaun und Indigo hell erschienen. Die Linien E und b flossen zu einem dicken Absorptionsstreifen zusammen.

Zu quantitativen Untersuchungen wurde die Spectralanalyse zuerst von Preyer, dann von Henning und Sorby benutzt; zu einem System ausgebildet wurde diese Methode von Vierordt. (Die Anwendung des Spectralapparates zur Photometrie der Absorptionsspectren. Tübingen 1873. — Quantitative Spectralanalyse in ihrer Anwendung auf Physiologie, Physik, Chemie und Technologie. Tübingen 1876.) Da hierbei auch physikalisch interessante Principien zur Anwendung kommen, so wollen wir hier das Wesentliche der Methode beschreiben.

Zunächst ist das Gesetz abzuleiten, nach welchem sich die Intensität des durchgelassenen Lichtes mit der Dicke der Schichte ändert.

Angenommen, das Licht dringe mit der Intensität = Eins in eine Schichte von der Dicke = Eins und werde dadurch auf die Intensität $\frac{1}{n}$ reducirt. Beim Hindurchgehen durch eine eben solche zweite Schichte wiederholt sich der Erfolg, indem wiederum auf den n ten Theil der Intensität reducirt wird. Dieselbe ist also dann $\frac{1}{n^2}$. Nach d Schichten von der Dicke Eins (oder nach der Schichtendicke d) ist also die Intensität gegeben durch den Ausdruck:

$$J = \frac{1}{n^d} \quad \dots\dots\dots\dots \quad 1$$

Dieser Zusammenhang findet, wie directe Versuche gezeigt haben, thatsächlich statt. Die Absorption ist daher keineswegs der Dicke proportional; steigen die Dicken in arithmetischer Reihe, so nehmen die Intensitäten in geometrischer Reihe ab.

Es muss nun stets eine Schichtendicke d geben, für welche die Intensität des durchgelassenen Lichtes gleich dem zehnten Theile des eingedrungenen ist. Nach Bunsen heisst dann $\frac{1}{d} = \alpha$ der Extinctionscoefficient.

Aus 1) folgt:

$$n^d = \frac{1}{J}$$

$$\log n = -\frac{\log J}{d}$$

und setzen wir nun hier $J = \frac{1}{10}$, für d den Werth $\frac{1}{\alpha}$,

so kommt:

$$\log n = \alpha,$$

also auch

$$\alpha = \frac{-\log J}{d} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Hat man also die Dicke d gemessen und die Intensität des durchgelassenen Lichtes bestimmt, so kann man den Extinctionscoefficienten α berechnen; d wird nach Centimetern gemessen. Wir können daher auch sagen, der Extinctionscoefficient ist gleich dem negativen Logarithmus der durch eine Schichte von 1 cm Dicke durchgelassenen Intensität (wobei die des auffallenden Lichtes = 1 gesetzt wird).

Sinkt also z. B. die Intensität eines Lichtes beim Durchgang durch eine 1 cm dicke gefärbte Glasplatte auf $\frac{2}{3}$ ihres Werthes, so ist

$$\alpha = -\log \tfrac{2}{3} = \log 3 - \log 2 = 0{\cdot}176091.$$

Ist der Gehalt an färbender Substanz oder die Concentration einer Substanz c mal so gross als bei einer andern, wo sie gleich 1 gesetzt wird, so wirkt diese Substanz bei der Dicke $\frac{d}{c}$ eben so stark wie die andere bei der Dicke d. Es ist dann nach 2)

$$\alpha = \frac{-\log J}{\frac{d}{c}} = c \cdot \frac{-\log J}{d}.$$

Der Extinctionscoefficient ist also der Concentration proportional.

Sind α_1 und α_2 die Extinctionscoefficienten für die Concentrationen c_1 und c_2, so ist

$$\frac{c_1}{\alpha_1} = \frac{c_2}{\alpha_2} = A.$$

A heisst nach Vierordt das Absorptionsverhältniss. Die Concentration c wird ausgedrückt durch die Anzahl Grammen der Substanz in 1 cbcm Lösung.

Hat man nun Einmal für einen Stoff die Constante A bestimmt, so findet man den Gehalt c einer Lösung desselben einfach aus dem Extinctionscoefficienten α nach der Gleichung

$$c = A\alpha.$$

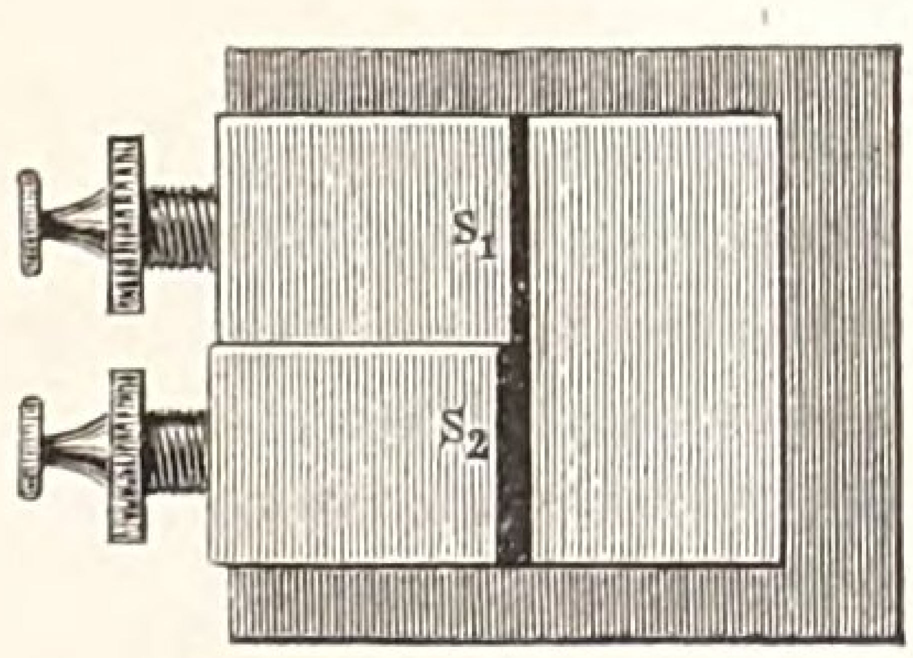
Das Alles gilt jedoch nur für homogenes Licht und nicht etwa auch für weisses oder sonst gemischtes Licht, weil die Absorption verschiedener Lichtsorten eine verschiedene ist. Nach Vierordt gilt ferner das Absorptionsgesetz auch nicht genau für gewisse lichtschwache Theile des Spectrums.

Die Vierordt'sche Methode besteht nun darin, dass man zunächst die Lichtschwächung, welche eine Substanz von gemessener Dicke auf einen bestimmten Theil des Spectrums ausübt, genau ermittelt, daraus den Extinctionscoefficienten α und daraus mittelst der Constanten A den Inhalt c berechnet.

Die Intensitäten des Lichtes vor und nach dem Durchgange werden nun dadurch verglichen, dass man das Verhältniss der Spaltbreiten aufsucht, für welches diese Intensitäten einander gleich werden.

Zu diesem Zwecke ist die Spalte in zwei unabhängige Hälften s_1 und s_2, Fig. 223, getheilt, deren Breiten mittelst Schrauben mit Trommel regulirt und genau gemessen werden können.

Fig. 223.

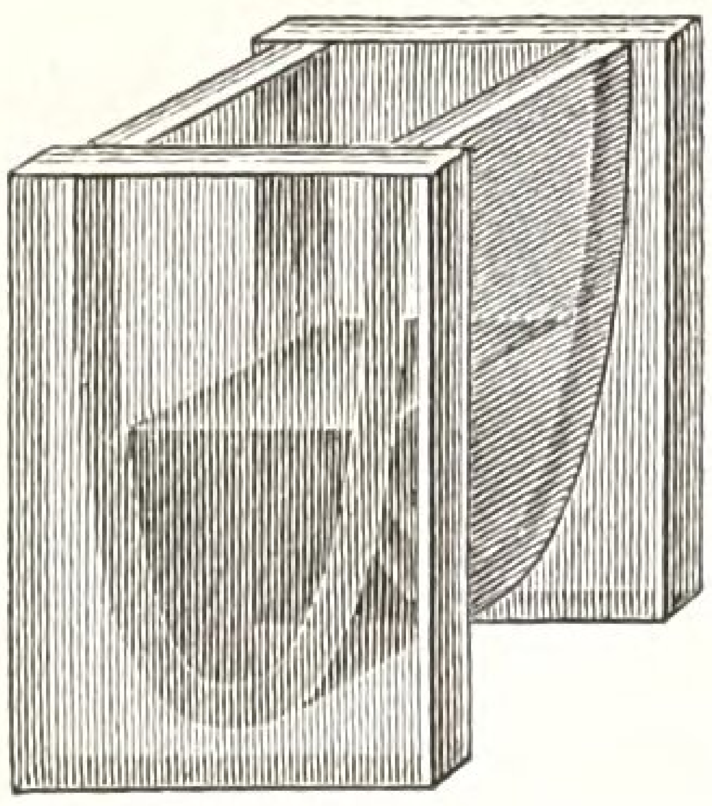


Ist nun z. B. die absorbirende Substanz vor der untern Spalte angebracht und hat man die Spaltbreiten so regulirt, dass das untere und obere Spectrum an der ausgewählten Stelle gleich hell erscheinen, so verhalten sich offenbar die Intensitäten vor und nach dem Durchgange verkehrt wie die Spaltbreiten. Hat man z. B. zuerst beide Spalten auf die Breite 1 gestellt und dann die freie Spalte auf 0·4 verengen müssen, so ist die Intensität des durchgelassenen Lichtes = 0·4 des eingedrungenen.

Um eine bestimmte Stelle des Spectrums allein vergleichen zu können, ist im Ocular ein Schieber mit Schlitz angebracht, der die Nebenfarben abzublenden gestattet. Die Lösungen sind in einer Absorptionszelle aus Glas von der Gestalt (Fig. 224 a. f. S.), welche sich leicht auseinandernehmen und reinigen lässt, enthalten. Dieselbe wird entweder zur Hälfte gefüllt und dann die Oberfläche mit der Trennungslinie der beiden Spaltschieber in dieselbe Höhe gebracht, oder besser man senkt

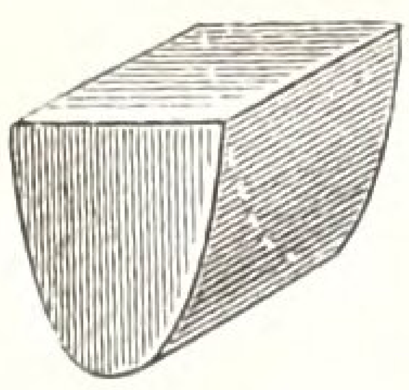
in die Zelle ein massives Flintglasstück (Fig. 225), von seinem Erfinder der Schulz'sche Körper genannt, und füllt dann die Zelle ganz mit der Flüssigkeit an. Dieselbe hat dann oberhalb eine um die Länge des Schulz'schen Körpers (10 Millimeter) grössere Dicke als unten, was denselben Effect giebt, als wäre eine 10 Millimeter dicke Schichte der Flüssigkeit eingeschaltet, wobei aber die Vortheile erzielt werden, dass die Trennungsfläche viel schärfer und reiner erscheint und dass die Lichtverluste beim Uebergang vom Licht aus Luft in Glas vermieden werden. Bei Füllung mit reinem Wasser erscheinen dann die untere und obere Fläche gleich hell, was ohne Schulz'schen Körper nicht der Fall ist.

Fig. 224.



Die Vierordt'sche Methode hat einen principiellen Fehler. Sie vergleicht die Intensitäten durch Aenderung der Spaltbreiten. Hierdurch werden aber andere Farben des Spectrums beigemischt. Vierordt hat daher für grosse Intensitätsunterschiede noch die Einschaltung von Rauchgläsern zu Hilfe genommen. Hahn hat dagegen einen anderen Apparat erdacht, wobei die Intensitätsänderung nach einem ganz anderen optischen Principe, durch Polarisation des Lichtes, erreicht wird. Wir können diese Methode hier noch nicht beschreiben und müssen überhaupt in Betreff der näheren Ausführung der quantitativen Spectralanalyse auf die genannten Specialwerke verweisen.

Fig. 225.



Sechstes Capitel.

Die Umwandlungsproducte oder Wirkungen des absorbirten Lichtes und die unsichtbaren Theile des Spectrums; Photographie.

Uebersicht über die Wirkungen des absorbirten Lichtes. 63 Wie wir erfahren haben, wird das auf die Oberfläche eines Körpers auffallende Licht entweder durchgelassen oder reflectirt oder absorbirt; in der Regel treten alle drei Wirkungen neben einander auf. Geschieht dies nicht für alle Lichtsorten oder Farben, welche im weissen Lichte enthalten sind, in gleicher Weise oder in gleichem Grade, so erscheint der Körper gefärbt. Es soll nun untersucht werden, *was aus dem absorbirten Antheile des Lichtes wird.*

Gemäss unseren sonstigen Erfahrungen können wir nicht annehmen, dass das absorbirte Licht wirklich ganz vernichtet werde, wir vermuthen von vornherein, dass es in irgend einer andern Form oder in irgend einer Wirkung wieder aufzufinden sein werde. In der That können mit dem absorbirten Lichte folgende Umwandlungen erfolgen:

1. Das absorbirte Licht wird in Wärme umgewandelt. (Häufigster Fall.)
2. Das absorbirte Licht wird in chemische Spannkraft umgesetzt, indem es chemische Wirkungen, insbesondere Zersetzungen, veranlasst.
3. Das absorbirte Licht veranlasst *sofort* die Aussendung neuer Lichtstrahlen von verschiedener Farbe (Fluorescenz).
4. Das absorbirte Licht veranlasst eine mehr oder weniger *andauernde* Aussendung neuer Lichtstrahlen verschiedener Farbe (Phosphorescenz).

Wir wollen nun diese vier Wirkungen an ein paar einfachen Versuchen nachweisen und zeigen, wie dieselben zu der interessanten Ent-

deckung führen, dass das bisher betrachtete vom Roth bis zum Violett reichende Spectrum nach beiden Seiten eine für gewöhnlich nicht wahrnehmbare Fortsetzung findet.

Wir entwerfen nach der früher beschriebenen Weise ein Spectrum des Sonnenlichtes auf einem Schirm und halten dann die Kugel eines Thermometers auf die gefärbten Stellen. Damit das Thermometer nicht allzuviel Licht reflectire, sondern mehr davon absorbire, ist es vortheilhaft, dasselbe mit Kienruss zu schwärzen. Dass es dann schwarz erscheint, ist eben die Folge davon, dass seine Oberfläche weder rothes, noch gelbes u. s. w. Licht in bemerkenswerther Menge reflectirt. Wir bemerken sodann, dass sich das Thermometer erwärmt, dass diese Erwärmung am rothen Ende viel grösser ist, als gegen das violette, und dass sie auffallender Weise noch zunimmt, wenn wir die Thermometerkugel über das rothe Ende hinaus an eine Stelle bringen, wo wir keine Farbe mehr sehen.

Diese letztere von Seebeck 1824 gemachte Entdeckung beweist also das Vorhandensein von Strahlen im Sonnenlichte, welche weniger brechbar sind als die rothen und auf das Auge keine Lichtwirkung äussern, welche Strahlen wir wegen ihrer erwärmenden Wirkung auch Wärmestrahlen nennen. Da nun aber auch im sichtbaren Theile des Spectrums, insbesondere im rothen Theile Wärmewirkung auftritt, so wird man versucht anzunehmen, dass auch dort neben den Lichtstrahlen auch Wärmestrahlen vorhanden seien. Allein so verhält sich die Sache nicht. Es giebt im sichtbaren Spectrum keine von den Lichtstrahlen verschiedene Wärmestrahlen. Eine und dieselbe Gattung Strahlen bringt Licht oder Wärme hervor je nach den Umständen; Licht, wenn sie als solches reflectirt werden, Wärme, wenn sie in solche umgesetzt werden. Ein Unterschied besteht nur in der Brechbarkeit, beziehungsweise der Wellenlänge und darin, dass von einer gewissen Wellenlänge an die Strahlen nicht mehr auf den Gesichtssinn wirken. Es ist daher zweckmässiger, die letzteren als ultrarothe Strahlen zu bezeichnen. Wir kommen auf diesen Gegenstand in der Lehre von der strahlenden Wärme ausführlich zu sprechen und wollen hier nur das Resultat festhalten, dass in der weitaus grössten Mehrzahl der Fälle das absorbirte Licht in Wärme verwandelt wird.

Nicht minder wichtig ist die zweite Wirkung des Lichtes, die chemische. Es ist allbekannt, dass das Licht bleichend wirkt, wobei es die Farbstoffe zersetzt. Die Photographie beruht ebenfalls auf der chemischen Wirkung des Lichtes. Photographirt man nun ein Spectrum, so bemerkt man nicht allein, dass die verschiedenen Lichtsorten verschieden starke chemische Wirkung äussern, sondern man bemerkt, dass es für gewöhnlich nicht sichtbare, über das violette Ende hinausreichende Strahlen giebt, deren chemische Wirkung in der Regel sogar kräftiger ist, als die der sichtbaren. Man nennt sie die ultravioletten Strahlen. Sie als die „chemisch wirksamen“ Strahlen zu bezeichnen, ist nicht zutreffend, seitdem, wie wir erfahren

werden, nachgewiesen ist, dass alle Strahlen, sogar die ultrarothen, chemisch wirksam sein können, wenn nur für ihre Absorption von Seite des zersetzlichen Körpers Sorge getragen wird. Auch als vollkommen unsichtbar darf man die ultravioletten Strahlen nicht mehr bezeichnen, seitdem Helmholtz gezeigt hat, dass nach Abblendung der helleren Spectrumstheile der über das violette Ende hinausreichende Theil direct gesehen werden kann.

Die Existenz der ultravioletten Strahlen kann übrigens auch und zwar am bequemsten durch die Fluorescenz nachgewiesen werden. Damit wird jene dritte Umwandlung des absorbirten Lichtes bezeichnet, welche bei manchen Körpern auftritt und darin besteht, dass neue im Allgemeinen vom auffallenden Lichte verschiedene Lichtsorten ausgestrahlt werden. Dauert dieses Ausstrahlen oder Leuchten über die Zeit der Bestrahlung fort, so entsteht die vierte obengenannte Wirkung, die Phosphorescenz. Wir ziehen es vor, die Erscheinungen der Fluorescenz und Phosphorescenz zuerst zu besprechen und dann die chemischen Wirkungen des Lichtes und deren Anwendung, die Photographie, folgen zu lassen.

Fluorescenz. Wenn man einige Stücke von der Rinde des ge- 64
wöhnlichen Rosskastanienbaums mit Wasser übergiesst und es nur ganz kurze Zeit darauf stehen lässt, so nimmt die Flüssigkeit eine schwach bräunliche Färbung an, zeigt aber von gewissen Seiten her betrachtet einen ganz eigenthümlich bläulichen Schimmer, welchen man besonders gut wahrnimmt, wenn man die in einem Gefässe mit verticalen Wänden befindliche Flüssigkeit von oben herab betrachtet, während helles Tageslicht oder noch besser directes Sonnenlicht von vorn auf die Flüssigkeit fällt.

Das in der Kastanienrinde enthaltene Aesculin ist die Ursache dieser Erscheinung.

Eine Auflösung von schwefelsaurem Chinin in der hundert- bis zweihundertfachen Gewichtsmenge Wasser, welchem einige Tropfen Schwefelsäure zugesetzt sind, zeigt fast dieselbe Erscheinung, wie der Auszug aus der Kastanienrinde, nur ist die Chininlösung für durchgehendes Licht vollkommen klar und farblos, weshalb der blaue Schimmer hier in grosser Reinheit auftritt.

Ganz ähnlich verhält sich ein alkoholischer Auszug aus dem Samen des Stechapfels (*Datura Stramonium*). Diese Flüssigkeit hat eine bräunlichgelbe Färbung und zeigt einen grünlichen Schiller.

Eine höchst auffallende Erscheinung bietet das Blattgrün (Chlorophyll). Man erhält es, wenn man die Blätter von Wasserpfeffer (*Polygonum hydropiper*), Brennnesseln, Epheu u. s. w. mit Aether extrahirt. Frisches Kraut, namentlich im Frühjahr, giebt das Chlorophyll nicht so leicht ab, wie altes und namentlich getrocknetes. Es genügt z. B., das getrocknete Pfeffermünzkraut, wie es in jeder Apotheke verkauft wird,

mit Aether übergossen eine Stunde lang stehen zu lassen, um eine intensiv gefärbte Lösung von Chlorophyll zu erhalten.

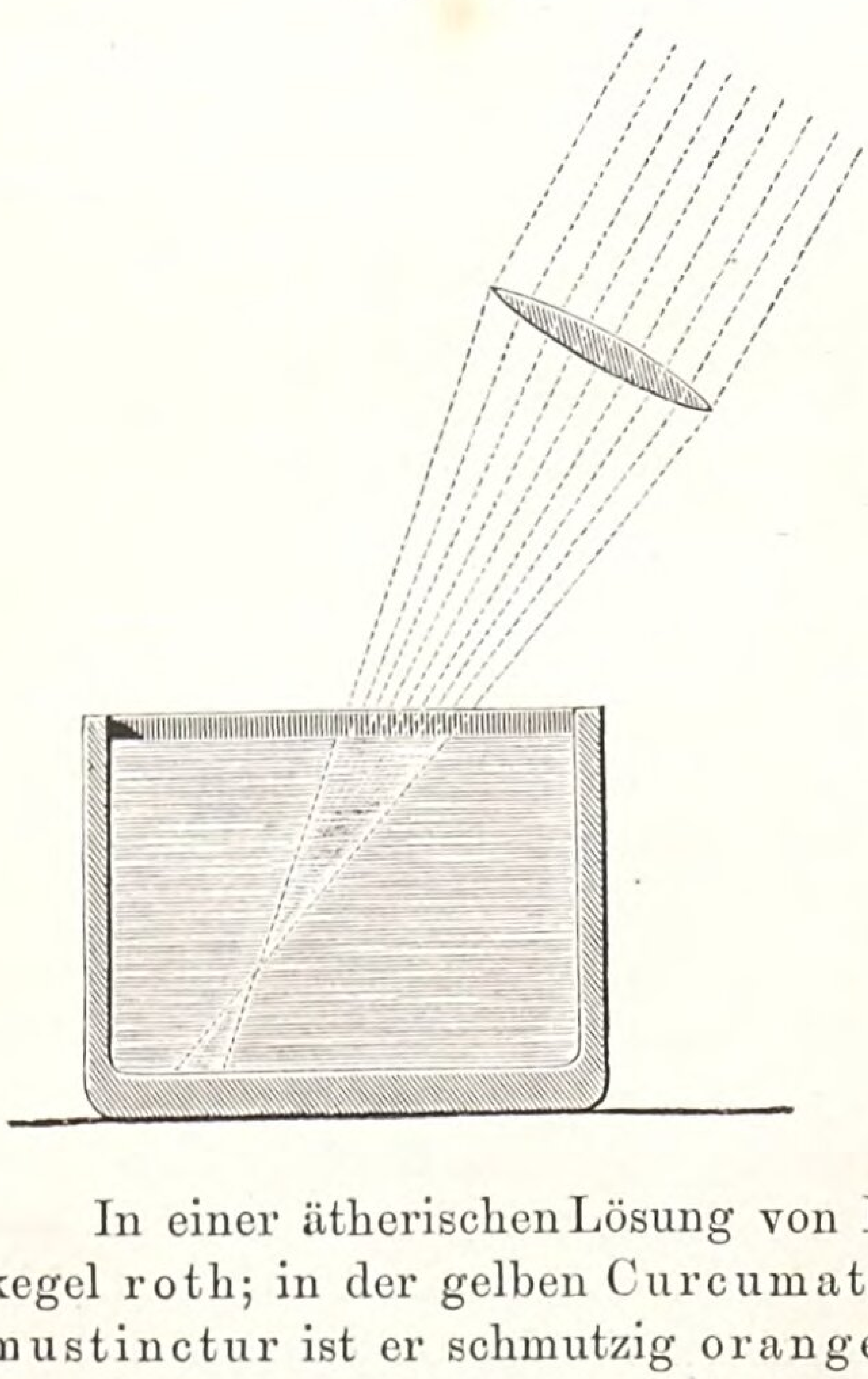
Eine solche durch Chlorophyll gefärbte, im durchgehenden Lichte schön grüne Flüssigkeit, deren Absorptionsspectrum in Tafel II, Nr. 11 dargestellt ist, zeigt, dem Sonnenlichte ausgesetzt, auf der Oberfläche eine intensiv blutrothe Färbung.

Alkoholische Lösungen von Blattgrün zeigen diese Erscheinung weit weniger schön als ätherische; sie zeigen nämlich nur einen trüben braunrothen Schiller.

Einen schönen blauen Schiller zeigen auch manche violette und grünliche Varietäten des Flussspathes, namentlich von Derbyshire, und deshalb schlägt Stokes vor, dieses Phänomen, welches man früher nicht ganz passend innere Dispersion genannt hatte, mit dem Namen der Fluorescenz zu bezeichnen.

Um die Erscheinung deutlicher und brillanter zu sehen, als es unter den eben erwähnten Verhältnissen möglich ist, wandte Brewster folgende Beobachtungsmethode an: Die zu prüfende Flüssigkeit wird in ein oben offenes Gefäss gegossen und dann mittelst einer Convexlinse von 5 bis 7 cm Brennweite ein Bündel Sonnenstrahlen gegen die Oberfläche derselben hin concentrirt, wie dies Fig. 226 andeutet. Die Linse wird so gehalten, dass der Brennpunkt je nach den Umständen mehr oder weniger tief unter den Spiegel der Flüssigkeit zu liegen kommt.

Fig. 226.



Wird eine Chininlösung auf diese Weise untersucht, so erblickt man einen prachtvoll himmelblauen Lichtkegel, welcher zunächst an der Oberfläche der Flüssigkeit am lebhaftesten ist und mit dem Eindringen in das Innere der Flüssigkeit rasch an Lichtstärke abnimmt. Ganz Aehnliches zeigt der Aufguss der Kastanienrinde und der alkoholische Auszug von Stechapfelsamen, nur dass bei letzterer Substanz das Bündel des dispergirten Lichtes grün ist.

In einer ätherischen Lösung von Blattgrün ist der fragliche Lichtkegel roth; in der gelben Curcumatinctur ist er grün, in der Lackmustinctur ist er schmutzig orange.

Eine sehr starke grüne Fluorescenz zeigt die Lösung der Galle in Schwefelsäure. Das unreine Steinöl zeigt eine sehr schöne blaue

Fluorescenz; ebenso die Lösung, welche man nach Osann erhält, wenn man Kienruss mit möglichst starkem Alkohol extrahirt.

Als feste Körper, welche die fragliche Erscheinung zeigen, ist ausser dem Flussspath noch das durch Uran gelblichgrün gefärbte Glas zu nennen, welches unter dem Namen des Kanarienglases oder des Annagrünen Glases bekannt ist. Ein Würfel solchen Glases ist besonders für Versuche über Fluorescenz geeignet, weil er jederzeit bereit ist, während die oben genannten organischen Lösungen, mehr oder weniger rasch sich zersetzend, fast immer erst wieder neu dargestellt werden müssen, wenn man mit ihnen experimentiren will.

Der durch eine Linse auf ein passend geformtes Stück Uranglas (am zweckmässigsten ein Würfel) concentrirte Lichtkegel erscheint als ein hellgrüner Nebel, während in den genannten Varietäten des Flussspathes ein blauer Lichtkegel erscheint.

Verhalten fluorescirender Körper gegen farbiges Licht. 65

Ueber die Natur des eigenthümlichen Lichtes, welches fluorescirende Körper zeigen, hat Stokes dadurch viel Aufschluss gegeben, dass er ihr Verhalten in farbigem Lichte untersuchte.

Betrachtet man z. B. durch die grüne Lösung von Chlorkupfer (welche man zu diesem Versuch in ein Gefäss der in Fig. 203 S. 228 dargestellten Art giessen kann) den Lichtkegel, welcher mittelst einer Sammellinse in einem Würfel von Uranglas erzeugt worden ist, so erscheint er fast eben so hell wie vorher; lässt man aber die Sonnenstrahlen vor ihrem Eintritt in das Uranglas durch die Lösung von Chlorkupfer gehen, etwa indem man das mit dieser Lösung gefüllte Gefäss dicht vor die Linse hält, so verschwindet der grüne Lichtkegel im Uranglas fast vollständig.

Hält man dagegen die blaue Lösung von schwefelsaurem Kupferoxydammoniak vor die Linse, so erscheint der grüne Lichtkegel im Uranglas fast in ungeschwächter Stärke, während er fast verschwindet, wenn man ihn durch die fragliche blaue Lösung betrachtet.

Eine Reihe von Versuchen, welche in der gleichen Weise angestellt wurden, gab die in der Tabelle auf der folgenden Seite zusammengestellten Resultate.

Diese Versuche zeigen uns nun deutlich, was für ein Unterschied besteht zwischen den Farben der gewöhnlichen Körper und denen der fluorescirenden. Bei einem gewöhnlichen Körper ist es ganz gleichgültig, ob wir nur Licht auf ihn fallen lassen, welches durch ein farbiges Medium gegangen ist, oder ob wir ihn durch dieses Medium betrachten. Ein Stück Siegellack z. B. erscheint roth, mag man nun Strahlen auf dasselbe fallen lassen, welche zuvor durch ein rothes Glas gegangen sind, oder mag man dasselbe, während es von weissem Licht beschienen ist, durch das rothe Glas betrachten; schwarz erscheint dagegen das Stück

Fluorescirende Flüssigkeit	Farbiges Mittel	Vor dem Auge	Vor der Linse
Schwefels. Chinin	Chroms. Kali	gut sichtbar	verschwunden
„ „	Chlorkupfer	sichtbar	verschwunden
Stechapfeltinctur	Chroms. Kali	sichtbar	fast verschwunden
„ „	Chlorkupfer	sichtbar	verschwunden
„ „	Schwefels. Kupferoxydammoniak	fast verschwunden	sichtbar
Curcumatinctur	Rothes Glas	sichtbar	verschwunden
„ „	Schwefels. Kupferoxydammoniak	verschwunden	sichtbar
Blattgrün	Schwefels. Kupferoxydammoniak	verschwunden	sichtbar

Siegellack, wenn es nur von grünen Strahlen getroffen oder durch die Chlorkupferlösung betrachtet wird.

Die Eigenthümlichkeit der fluorescirenden Körper besteht obigen Versuchen zufolge hauptsächlich darin, dass sie im Stande sind, die Farbe der auf sie fallenden Strahlen zu ändern, denn sie senden zerstreutes Licht aus, welches in den meisten Fällen von anderer Farbe ist als das auffallende.

Das violette und blaue Licht, welches durch die Lösung von schwefelsaurem Kupferoxydammoniak gegangen ist, kann ein grünes Lichtbündel im Uranglas erzeugen, ein Grün, welches selbst durch die Lösung des genannten Salzes absorbirt wird.

Dagegen sind die grünen Strahlen, welche durch eine Lösung von Chlorkupfer gegangen sind, nicht mehr im Stande, im Uranglas den grünen Nebel zu erzeugen, obgleich das Grün dieses Nebels, wenn er durch weisses oder blaues Licht erzeugt worden ist, sehr gut durch eine Lösung von Chlorkupfer hindurchgeht. Wie man aus obigen Angaben ersieht, sind es vorzugsweise die blauen und die violetten Strahlen, welche in fluorescirenden Körpern die eigenthümlichen Lichterscheinungen hervorrufen. Stokes benutzt dies, um auch ohne Anwendung von Sonnenlicht Fluorescenzerscheinungen sehr merklich zu machen. In den Laden eines sonst ganz dunklen Zimmers wird eine Oeffnung von 10 bis 30 □cm

gemacht und diese durch eine Platte blauen Glases geschlossen, so dass nur diffuses blaues Licht in das Zimmer eindringt. Hält man dann den zu prüfenden Körper, etwa einen Würfel von Uranglas, ein mit Blattgrünlösung gefülltes Glasgefäss etc. in die Nähe der Oeffnung, so strahlt er sein gegen das einfallende Blau auffallend contrastirendes Licht aus, und somit liefert dieses Verfahren ein Mittel, um auch schwache Spuren von Fluorescenz zu entdecken.

Besonders viel der brechbareren Strahlen, welche vorzugsweise fluorescenzerregend wirken, enthält das elektrische Licht, die elektrischen Lichtbüschel sowohl als auch der elektrische Funke, mag er nun im lufterfüllten oder luftleeren Raume überschlagen. Ganz besonders zeichnet sich aber in dieser Hinsicht das prachtvoll violette Licht des im nahezu luftleeren Raume übergehenden Inductionsfunkens aus, worauf wir später noch einmal zurückkommen werden.

Die gewöhnliche Kerzenflamme, die Flamme einer Oel- oder Leuchtgaslampe enthalten vorzugsweise die leuchtenderen grünen, gelben und rothen Strahlen, welche wenig oder gar nicht fluorescenzerregend wirken, weshalb man bei Kerzen- und Lampenlicht kaum Spuren von Fluorescenzerscheinungen wahrnehmen kann. Das im Tages- und Sonnenlicht so feurig-grüne Uranglas sieht deshalb des Abends bei Lampenbeleuchtung sehr unscheinbar aus.

Auch die durch Strontian roth und die durch Kupfer grün gefärbten Flammen zeigen in dieser Beziehung nur unbedeutende Wirkungen, weil ihnen namentlich die brechbaren Strahlen fehlen, wie schon der Anblick ihrer Spectra zeigt.

Zu den wenigen Flammen, welche vorzugsweise blaue und violette Strahlen enthalten und welche deshalb geeignet sind, die Erscheinungen der Fluorescenz hervorzurufen, gehört die des Schwefels und namentlich die des Schwefelkohlenstoffs.

Untersuchung fluorescirender Körper im prismatischen Spectrum. 66 Was im vorigen Paragraphen über das Verhalten fluorescirender Körper gegen verschiedenfarbiges Licht gesagt wurde, findet seine Bestätigung, wenn man sie dem prismatischen Farbenspectrum aussetzt, wobei sich aber noch weitere Eigenthümlichkeiten herausstellen.

Fluorescirende Flüssigkeiten werden behufs dieser Versuche in Gefässe mit parallelen Glaswänden gegossen, welche ungefähr so construirt sind, wie das Fig. 203 S. 228 abgebildete, nur müssen sie andere Dimensionen haben; etwa 20 cm lang, 6 cm hoch und 3 cm dick. In Ermangelung solcher Gefässe kann man auch gläserne Toiletteschüsselchen gebrauchen, wie sie jetzt häufig im Handel vorkommen. Das Spectrum wird gerade so erzeugt, als ob man die Fraunhofer'schen Linien auf einem Papierschirme beobachten wollte, an die Stelle des Schirmes wird aber dann die vordere Fläche des mit der fluorescirenden Flüssigkeit gefüllten Gefässes gesetzt.

Der Anblick, welchen auf diese Weise eine Chininlösung hervorbringt, ist ungemein merkwürdig. Die weniger brechbaren Strahlen gehen ungehindert durch die Lösung hindurch, wie durch Wasser, so dass man an der Vorderfläche des Gefässes von dem rothen Ende des Spectrums nichts sieht, als was etwa durch Unreinheit der Glasfläche diffundirt wird. Erst im Blau beginnt die Chininlösung Licht zu zerstreuen, so dass man auf ihrer Vorderfläche einen Farbenstreifen von zerstreutem Lichte erblickt, welcher, zwischen den dunklen Streifen *G* und *H* beginnend, sich noch weit über die violette Gränze des gewöhnlichen Spectrums hinaus erstreckt. Die dunklen Streifen *H* erscheinen hier mit weit grösserer Deutlichkeit als auf dem Papiere, und noch in dem über *H* hinaus verlängerten Theile des Spectrums zeigt sich eine Menge dunkler Linien, von denen man auf einem Papierschirme nicht die Spur wahrnehmen kann.

Stokes hat die am meisten charakteristischen dunklen Linien und Liniengruppen im ultravioletten Theil des Spectrums mit den Buchstaben *L*, *M*, *N*, etc. bis *S* bezeichnet; dieselben treten auch in dem photographirten Spectrum (Tafel III), dessen Darstellung im nächsten Capitel besprochen werden wird, sehr deutlich auf. Man sieht hier z. B., dass zwischen den beiden starken *H*-Streifen noch mehrere feine Linien liegen. Die mit *L* bezeichnete Gruppe ist durch 5 einander ziemlich nahe, und *M* durch 4 stärkere weiter von einander abstehende dunkle Linien charakterisirt. *O* wird durch eine einzige, *P* durch zwei dunkle Linien gebildet etc.

Was die Farbe dieses Lichtstreifens betrifft, welchen wir das durch die Chininlösung modificirte Spectrum nennen wollen, so weicht sie wesentlich von der Farbe des auffallenden Lichtes ab, denn der ganze Streifen zeigt ein helles, sanftes, am Ende etwas ins Graue spielendes Blau, welches sehr gegen das tiefe Blau und Violett des auffallenden Lichtes contrastirt, wie man am besten sehen kann, wenn man dicht vor die vordere Fläche des Gefässes ein weisses Blatt Papier abwechselnd hinhält und wieder wegnimmt, so dass man das Spectrum bald auf dem Papier und dann auf der Chininlösung erblickt.

Der Chininlösung ganz ähnlich verhält sich der Aufguss der Kastanienrinde, nur beginnt der Streifen diffundirten Lichtes schon zwischen den dunklen Linien *F* und *G*.

Noch früher beginnt die Diffusion bei der Stechapfeltinctur, denn sie ist bei dem Streifen *F* schon sehr merklich und erstreckt sich gleichfalls weit über die violette Gränze des gewöhnlichen Spectrums. Das durch Stechapfeltinctur modificirte Spectrum bildet einen hellgrünen Lichtstreifen, so dass also die Fraunhofer'schen Linien sämmtlich auf grünlichem Grunde erscheinen. Man sieht also, dass blaue und violette Strahlen, ferner noch solche Strahlen, welche brechbarer als violett, unmittelbar im Auge keine merkliche Lichtempfindung hervorrufen können und die wir als ultraviolett bezeichnet haben, in der Stechapfeltinctur ein grünes Licht erzeugen.

Auf der Vorderfläche einer Lösung von Blattgrün erscheint das modificirte Spectrum als ein Lichtstreifen von rother Farbe. Er beginnt zwischen den Fraunhofer'schen Linien *B* und *C* und geht an dem anderen Ende des Spectrums weit über die Linien *H* hinaus. Sehr hell ist dieser rothe Streifen nur zwischen *C* und *D*, darauf folgt ein fast ganz dunkler Zwischenraum, welcher in der Nähe von *F* in eine carmosinrothe Färbung übergeht; über *H* hinaus ist dann die Färbung des Spectralstreifens dunkel rothbraun. Bei dem durch Blattgrün modificirten Spectrum erscheinen also alle Fraunhofer'schen Linien auf dunkelrothem Grunde, weshalb sie auch nicht so gut sichtbar sind als bei den vorher besprochenen Flüssigkeiten.

Eine Substanz von überraschend starker Fluorescenz ist, wie Goppelsröder gefunden hat, das aus dem Kubaholz zu gewinnende Morin (Pogg. Annal. CXXXI und CXXXIV, 1867 und 1868). Die alkoholische Lösung des reinen Morins fluorescirt nicht; sobald sie aber mit der Lösung eines Thonerdesalzes, z. B. mit der des Alauns, versetzt wird, entsteht eine intensiv grüne Fluorescenz, deren Farbe an die des Malachits erinnert. Selbst bei bedeutender Verdünnung der Lösung zeigt dieselbe noch starke Fluorescenz. Wenn man zu der Lösung eines Thonerdesalzes, welche nur $^1/_{600}$ mg Thonerde in 1 cbcm Wasser enthält, etwas Morinlösung zusetzt, so tritt noch eine deutlich wahrnehmbare grüne Fluorescenz auf, weshalb Goppelsröder die Morinlösung als höchst empfindliches Reagens auf Thonerde in Vorschlag bringt (Fluorescenz-Analyse).

Wenn man das Spectrum durch die in einem Glastroge enthaltene, nicht allzusehr verdünnte fluorescirende Morinlösung auffängt, so zeigen sich die Fraunhofer'schen Linien von *F* bis *N* mit einer Schärfe, wie ich sie noch bei keiner anderen Substanz beobachtet habe, namentlich aber auch viel schärfer, als beim Uranglas. Es mag dies wohl vorzugsweise daher rühren, dass bei der Morinlösung die ganze Fluorescenzwirkung auf die äusserste Oberfläche concentrirt ist, so dass sie nirgends auch nur $^1/_2$ mm weit in die Flüssigkeit eindringt.

Ganz ähnliche Erscheinungen, wie wir sie bisher betrachtet haben, zeigt auch ein mit Curcumatinctur bestrichenes Papier; wird ein solches ins Spectrum gehalten, so erscheint dasselbe weit über *H* hinaus verlängert. Vom rothen Ende des Spectrums bis gegen *F* hin bleiben die Farben des auffallenden Lichtes unverändert; von da an aber bildet das durch das Curcumapapier modificirte Spectrum einen schmutzig grünen Lichtstreifen, auf welchem die Linien *G*, *H* und die dem ultravioletten Theile des Spectrums angehörigen *L*, *M*, *N* u. s. w., mit grosser Deutlichkeit sichtbar sind.

Den Contrast des auffallenden blauen und violetten Lichtes gegen die grünliche Färbung des durch das Curcumapapier modificirten Lichtes kann man am besten wahrnehmen, wenn man einen Schirm von der auf Seite 229 Fig. 205 besprochenen Art anwendet, dessen untere Hälfte mit

Curcumatinctur gefärbt ist, und diesen Schirm so ins Spectrum bringt, dass die obere Hälfte des Spectrums auf das weisse Papier, die untere auf den angestrichenen Theil fällt.

Papiere, welche mit einer ziemlich concentrirten Lösung von Chinin oder mit dem Auszuge des Stechapfelsamens getränkt sind, verhalten sich auf ähnliche Weise wie das Curcumapapier; ganz besonders aber eignet sich zu diesen Versuchen ein mit einer concentrirten Lösung von Kaliumplatincyanür bestrichenes Papier; jedoch wirkt das mit diesem Salze bestrichene Papier erst dann fluorescirend, wenn es so stark imprägnirt wird, dass die Oberfläche mit feinen Krystallnädelchen überdeckt ist.

Solche Papiere sind für den Gebrauch weit bequemer als fluorescirende Flüssigkeiten. Gleiche Bequemlichkeit für den Gebrauch bietet aber auch eine ungefähr 20 cm lange und 4 cm hohe Platte von Uranglas.

67 **Prismatische Zerlegung der Fluorescenzfarben.** Stokes'sche Regel. Stokes, welchem wir die Kenntniss aller der in den beiden letzten Paragraphen besprochenen Thatsachen verdanken, hat seine Untersuchungen über die Fluorescenz (Poggendorff's Annal., Ergänzungsband IV) mit einer prismatischen Analyse des durch fluorescirende Körper modificirten Spectralstreifens beschlossen.

Untersucht man das auf Curcumapapier aufgefangene Spectrum durch ein zweites horizontal gehaltenes Prisma nach der im §. 45 und 49 besprochenen Weise, so beobachtet man die in Fig. 227 dargestellte Erscheinung. AN stelle das auf dem Curcumapapier aufgefangene Spectrum sammt den wichtigsten Fraunhofer'schen Linien dar; von F bis N zeigt dieser Streifen eine schmutzig grüne Farbe. Durch das horizontale Prisma wird dieser Spectralstreifen AN gewissermaassen in zwei Theile zerlegt, nämlich in ein normales abgeleitetes Spectrum RS und in ein zweites ganz eigenthümliches Spectrum TU, in welchem die Farben in horizontaler Richtung über einander liegen.

Diese Thatsache zeigt nun, dass die grünliche Färbung, welche sich da zeigt, wo die blauen, violetten und ultravioletten Strahlen auffallen, keine homogene, sondern eine zusammengesetzte ist, und zwar, dass sie rothe, gelbe, grüne und blaue Strahlen enthält.

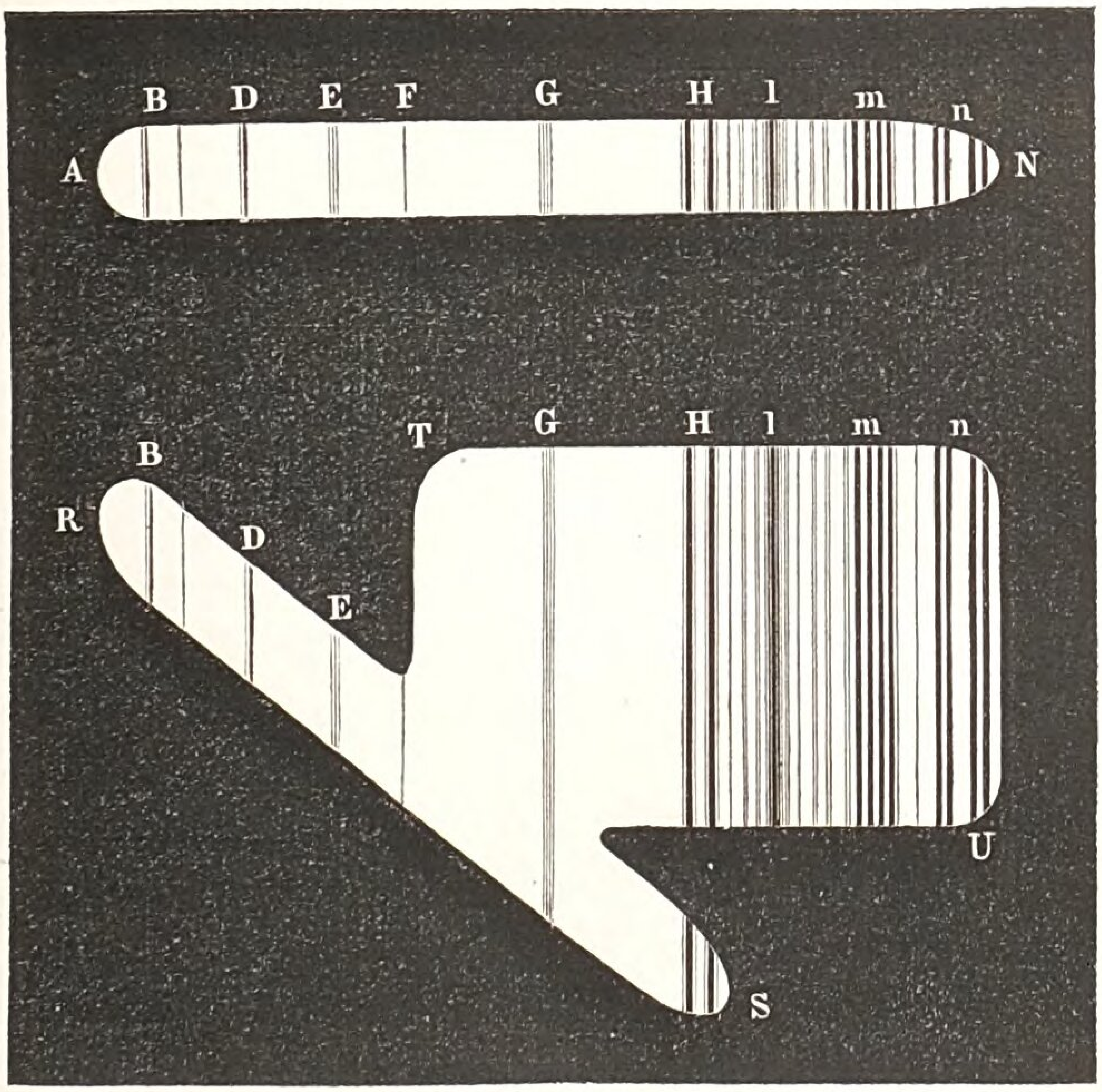
Die Fraunhofer'schen Linien sind auch in diesem zweiten abgeleiteten Spectrum TU sehr gut sichtbar, jeder derselben durchsetzt aber begreiflicher Weise alle Farben, so dass also z. B. die Streifen H im derivirten Spectrum durch Roth, Gelb, Grün und Blau gehen.

Je nach dem Farbentone des modificirten Spectrums AN wird auch das Verhältniss der Bestandtheile des zweiten abgeleiteten Spectrums TU ein anderes werden; beim Blattgrün z. B. bildet Roth den wesentlichsten Bestandtheil, die übrigen Farben sind schwach und das blaue Ende fehlt beinahe ganz; bei der Chininlösung dagegen herrscht im secundären ab-

gelenkten Spectrum TU das Blau vor, während das rothe Ende fast gänzlich verschwindet.

Dass man bei Anwendung des Curcumapapiers das erste abgelenkte Spectrum RS so hell sieht, rührt daher, dass ein solches Papier noch viel unmodificirtes Licht zurückwirft; ist dies nicht der Fall, wie z. B.

Fig. 227.



bei einer Chininlösung oder bei der Stechapfeltinctur, so wird dieses erste abgelenkte Spectrum RS fast ganz fehlen.

Die zuletzt beschriebene Beobachtungsmethode ist nun die geeignetste, um zu untersuchen, ob ein Körper fluorescirend sei oder nicht. Ist letzteres der Fall, so fehlt das zweite abgelenkte Spectrum TU, wie dies z. B. beim weissen Porzellan der Fall ist. Betrachtet man das auf weissem Papier aufgefangene Spectrum durch ein zweites Prisma, so ist das secundäre Spectrum TU, wenn auch nur ganz schwach, sichtbar, woraus hervorgeht, dass das Papier schwach fluorescirt.

Stokes hat auf diese Weise gefunden, dass eine grosse Anzahl von Körpern mit einem geringen Grade von Fluorescenz begabt sind.

Besondere Wichtigkeit für die theoretische Erklärung der Fluorescenzerscheinungen hat die Frage gewonnen, wie sich die Brechbarkeit des Fluorescenzlichtes zu dem des erregenden Lichtes verhält.

Stokes hat darüber die Regel aufgestellt, dass das Fluorescenzlicht nie brechbarere Lichtstrahlen enthalte, als das erregende Licht. Licht irgend einer Farbe kann demnach nur solche

Lichtsorten hervorrufen, deren Farben von der erregenden an gegen das rothe Ende des Spectrums zu liegen, nicht aber solche, welche von der erregenden Farbe gegen das violette Ende im Spectrum vorkommen.

Gegen diese Stokes'sche Regel behauptet Lommel Substanzen aufgefunden zu haben, welche auch brechbareres als das erregende Licht als Fluorescenzlicht aussenden.

Nach ihm giebt es zwei Arten von Fluorescenz. Bei der ersten Art ruft jeder erregungsfähige homogene Lichtstrahl, der vermöge seiner Brechbarkeit innerhalb der Gränzen des Fluorescenzspectrums oder eines bestimmten Gebietes desselben fällt, nicht bloss Strahlen von grösserer und gleich grosser, sondern auch solche von kleinerer Wellenlänge hervor und zwar letztere, soweit sie dem betreffenden Gebiete angehören. Bei der zweiten Art ruft jeder erregungsfähige homogene Lichtstrahl nur diejenigen Strahlen des Fluorescenzspectrums hervor, welche eine grössere oder mindestens gleich grosse Wellenlänge besitzen, als er selbst.

Lommel theilt demnach sämmtliche fluorescirende Körper in drei Classen:

I. Classe: Körper, bei welchen jeder erregungsfähige homogene Lichtstrahl das ganze Fluorescenzspectrum hervorruft. (Fluorescenz erster Art.)

Hierher gehören: Chlorophyll, Naphthalinroth, Brasileïn mit Soda, Purpurin mit Alaun, Safflorcarmin, Eosin, Purpurin in ätherischer Lösung, Fluoresceïn, Uranglas. Die Körper dieser Classe haben alle sehr starke Absorptionsstreifen in ihrem Spectrum, von welchem einer auch bei grosser Verdünnung noch sichtbar bleibt. Damit hängt es auch zusammen, dass sie lebhaft und intensiv gefärbt sind (grün, roth, orange, gelb). Das fluorescirende Spectrum dieser Körper ist überall gleichfarbig.

II. Classe: Körper, bei welchen jeder erregungsfähige Lichtstrahl nur diejenigen Strahlen des Fluorescenzspectrums hervorruft, welche eine geringere oder höchstens gleich grosse Brechbarkeit besitzen, als er selbst. (Fluorescenz zweiter Art.)

Hierher gehören: Thiomelansäure, Sandarak, Kienrussauszug mit Schwefelkohlenstoff, Kienrussauszug mit Terpentinöl, Kienrussauszug mit Aether, Phosphorsäureäther des Thymols, Sulfoanthracensäure, Diphenylamin, Malzzucker, Curcumatinctur, Quassiatinctur, Stechapfelsamenauszug, Morinthonerdelösung, Sandelholzauszug mit Soda, Guajak, Salpetersaures Uran, Farbloses Glas, Anthracen in Alkohollösung, Schwefelsaures Chinin, Petroleum, Fraxin, Aesculin, Sulfochloranthracensäure, Bichloranthracen, Flussspath.

Alle diese Körper, von denen die meisten schon von Hagenbach untersucht wurden, folgen der Stokes'schen Regel, sie zeigen nur eine einseitige Absorption des brechbareren Endes ihres Spectrums und er-

scheinen deshalb gelb, braun oder farblos, letzteres nämlich dann, wenn nur das äusserste lichtschwache Violett oder das Ultraviolett absorbirt wird. Das fluorescirende Spectrum derselben ist ungleichfarbig mit allmäliger Aenderung des Farbentons und wird erst gleichfarbig von jener Stelle an, wo das Spectrum des Fluorescenzlichtes endigt.

III. Classe: Körper, deren Fluorescenzspectrum aus zwei Theilen besteht, deren einem die Fluorescenz erster Art, deren anderem die Fluorescenz zweiter Art eigen ist (zusammengesetzte Fluorescenz).

Hierher gehören: Chamäleïngrün, Chamäleïnblau, Chamäleïnroth, Orseille, Lackmus, Fluoranilin, Brasileïn. Die Körper dieser Classe zeigen, wie die ersten, starke Absorptionsstreifen und lebhafte Farben (grün, blau, violett, roth, orange). Ihr fluorescirendes Spectrum besteht aus zwei Theilen, einem (weniger brechbaren) in seiner ganzen Erstreckung gleichfarbigen, und aus einem (brechbareren) anders gefärbten mit allmäliger Farbenänderung, welcher erst gleichfarbig wird von der Stelle an, wo das Gesammtspectrum des Fluorescenzlichtes aufhört. Diese Körper verhalten sich wie Mischungen aus einer Substanz der ersten mit einer solchen der zweiten Classe. Bei vielen derselben ist nachweisbar, dass sie solche Gemische sind, auch sind solche künstlich herstellbar. Es ist aber noch nicht entschieden, ob alle Körper der dritten Classe Mischungen sind.

Mischungen je zweier Körper erster Classe sind leicht erkennbar, solche zweiter Classe unter sich aber nicht, es wäre daher auch möglich, dass unter den aufgezählten solche Mischungen vorkommen.

Wir dürfen nicht übergehen, dass gegen Lommel's Ansicht, dass die Stokes'sche Regel nicht allgemein gelte, Hagenbach und Lubarsch die Gültigkeit der letzteren aufrecht halten, und noch auf der Naturforscherversammlung in München 1877 vertraten Lommel einerseits und Hagenbach andererseits ihre entgegengesetzten Ansichten.

Stokes sowohl als Lommel haben theoretische Erklärungen der Fluorescenzerscheinungen ersonnen. Allerneuestens ist es Lommel gelungen, seine höchst geistreiche Theorie so weit auszubilden, dass sie die beobachteten Erscheinungen der Fluorescenz und der Absorption bis ins Einzelne zu erklären vermag. (Sitzungsberichte der physik. med. Societ. zu Erlangen, 10. Decbr. 1877, Pogg. Annal. Bd. 143.)

Absorption Fluorescenz erregender Strahlen. Wenn man auf die Vorderfläche der zwischen parallelen Glasflächen eingeschlossenen Chininlösung ein Spectrum fallen lässt und dann die Flüssigkeit von oben her betrachtet, so sieht man, dass an der Stelle, wo die Fluorescenz beginnt, der blaue Lichtschimmer durch die ganze Dicke der Flüssigkeit hindurchzieht, wenn dieselbe 5 bis 7 cm beträgt; alsbald aber nimmt die Dicke, bis zu welcher der Lichtschimmer in die Flüssigkeit eindringt, sehr rasch ab, so dass sie bei den Linien H, je nach dem Concentra- 68

tionsgrade der Chininlösung, nur noch 2 bis 4 mm beträgt, während weiter hinaus der Lichtschimmer nur noch an der äussersten Oberfläche der Flüssigkeit auftritt.

Lässt man überhaupt Licht durch eine genügend dicke Schichte irgend eines fluorescirenden Körpers gehen, so hat dasselbe nachher das Vermögen, Fluorescenz hervorzurufen, vollständig verloren. Wir können daher als Regel aufstellen:

Ein der Fluorescenz fähiger Körper wird zum Fluoresciren gebracht durch dieselben Strahlen, welche er absorbirt. Daraus folgt denn auch, dass das Fluorescenzspectrum einer Substanz gerade dort am hellsten ist, wo das Absorptionsspectrum derselben Substanz am dunkelsten ist.

Wenn man auf Curcumapapier ein Spectrum erzeugt hat, so verschwindet der ultraviolette Theil desselben sogleich, wenn man ein Gefäss von der Fig. 203 S. 228 dargestellten Art mit Schwefelkohlenstoff gefüllt dicht hinter den Spalt bringt, durch welchen die Sonnenstrahlen in das dunkle Zimmer eintreten. So vollkommen also auch der Schwefelkohlenstoff alle sichtbaren Strahlen des Spectrums durchlässt, so absorbirt er doch die ultravioletten; man dürfte deshalb in den oben beschriebenen Versuchen das Flintglasprisma nicht durch ein mit Schwefelkohlenstoff gefülltes Hohlprisma ersetzen.

Dasselbe ist, nach J. Müller, auch beim Benzol der Fall.

Dagegen lässt der Quarz die ultravioletten Strahlen weit vollständiger durch als Glas; wenn man daher die Sonnenstrahlen durch einen Metallspiegel ins dunkle Zimmer reflectirt, wenn man ferner statt des Flintglasprismas ein Quarzprisma anwendet, welches so geschliffen und gestellt ist, dass die durchgehenden Strahlen dasselbe in der Richtung der optischen Axe durchlaufen, wenn man endlich die dicht hinter dem Prisma aufgestellte Glaslinse mit einer senkrecht zur Axe geschliffenen Linse von Bergkrystall vertauscht, so fällt die Verlängerung des Spectrums auf fluorescirenden Papieren viel bedeutender und lichtstärker aus, als wenn man Glasprisma und Glaslinse anwendet.

Wenn das Spectrum durch Glasapparate erzeugt wird, so erstreckt sich der ultraviolette Theil desselben kaum über die Linie N (Tafel III), während er über R hinausreicht, wenn man Quarzapparate angewandt hat.

Um das ganze durch Metallspiegel, Quarzlinse und Quarzprisma in Flüssigkeiten erzeugte Fluorescenzspectrum darzustellen, dürfen dieselben nicht in Glaströgen enthalten sein, weil das Glas zu viel Fluorescenz erregende Strahlen absorbirt. Tröge mit Quarzwänden sind aber einestheils sehr kostspielig, andererseits liefern aber auch sie kein ganz reines Fluorescenzspectrum, weil das an der vorderen Wandfläche zum Theil unverändert reflectirte Licht störend in die Erscheinung eingreift.

Diesem Uebelstand hat Pierre (Sitzungsber. d. Wiener Akad. 53. Bd. 1866) auf eine sehr einfache Weise abgeholfen. Er fing nämlich das

durch Linse und Prisma aus Bergkrystall erzeugte Spectrum mit einem ebenen Metallspiegel auf, um es durch denselben auf die freie horizontale Oberfläche der fluorescirenden Flüssigkeit zu projiciren, welche sich in einer Wanne von Hyalithglas befand.

Durch eine in einem horizontalen Schirme befindliche Cylinderlinse (natürlich auch von Quarz), deren Axe den Längendimensionen des Spectrums parallel war, wurde das Spectrum zu einem linearen Spectralstreifen concentrirt.

Das so erhaltene lineare Spectrum wird nun nach der in §. 67 erläuterten Methode durch ein zweites ihm paralleles Prisma betrachtet.

Die Figuren 228 bis 232 zeigen das auf diese Weise beobachtete abgeleitete secundäre Spectrum mehrerer fluorescirender Substanzen.

Fig. 228.

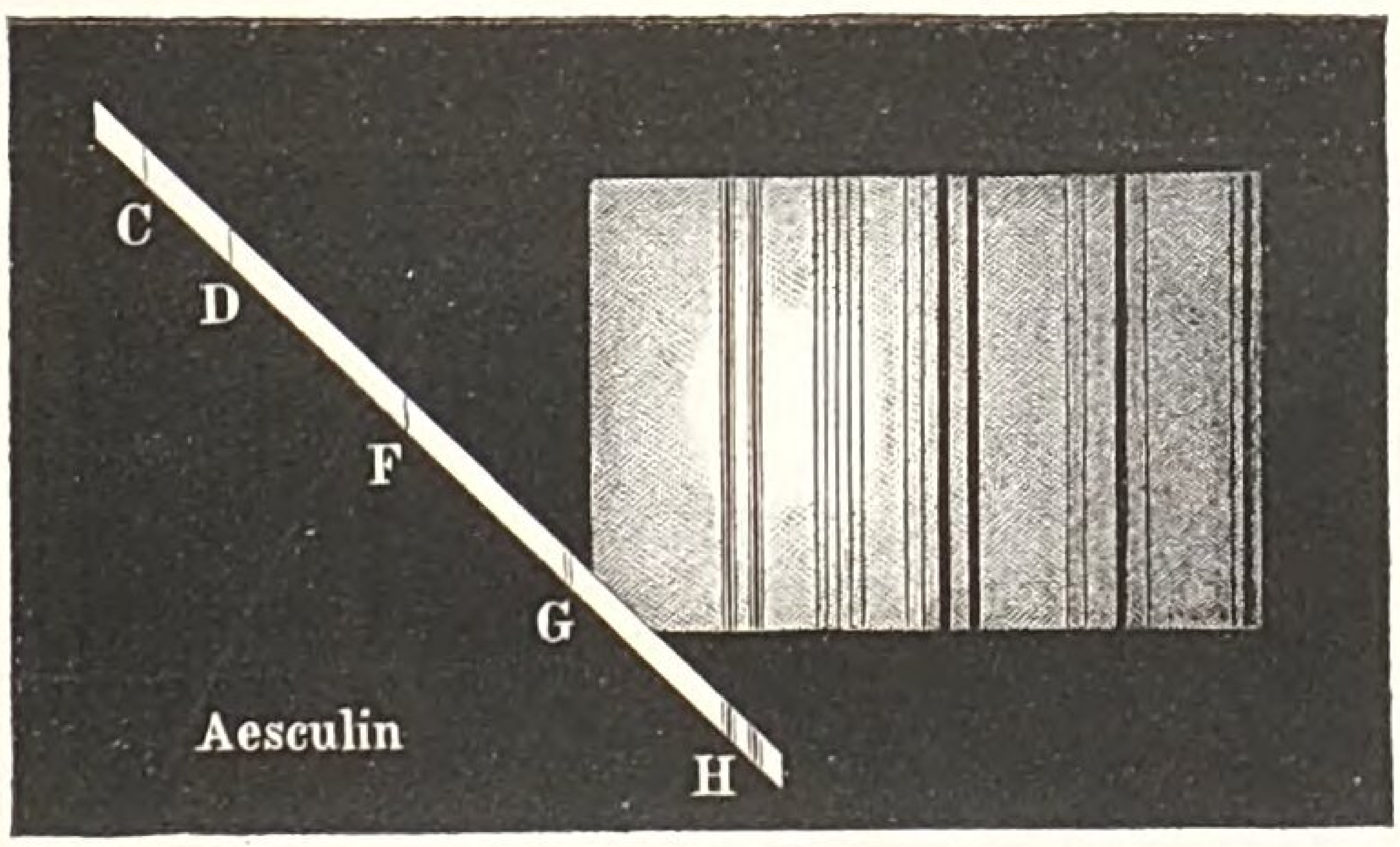
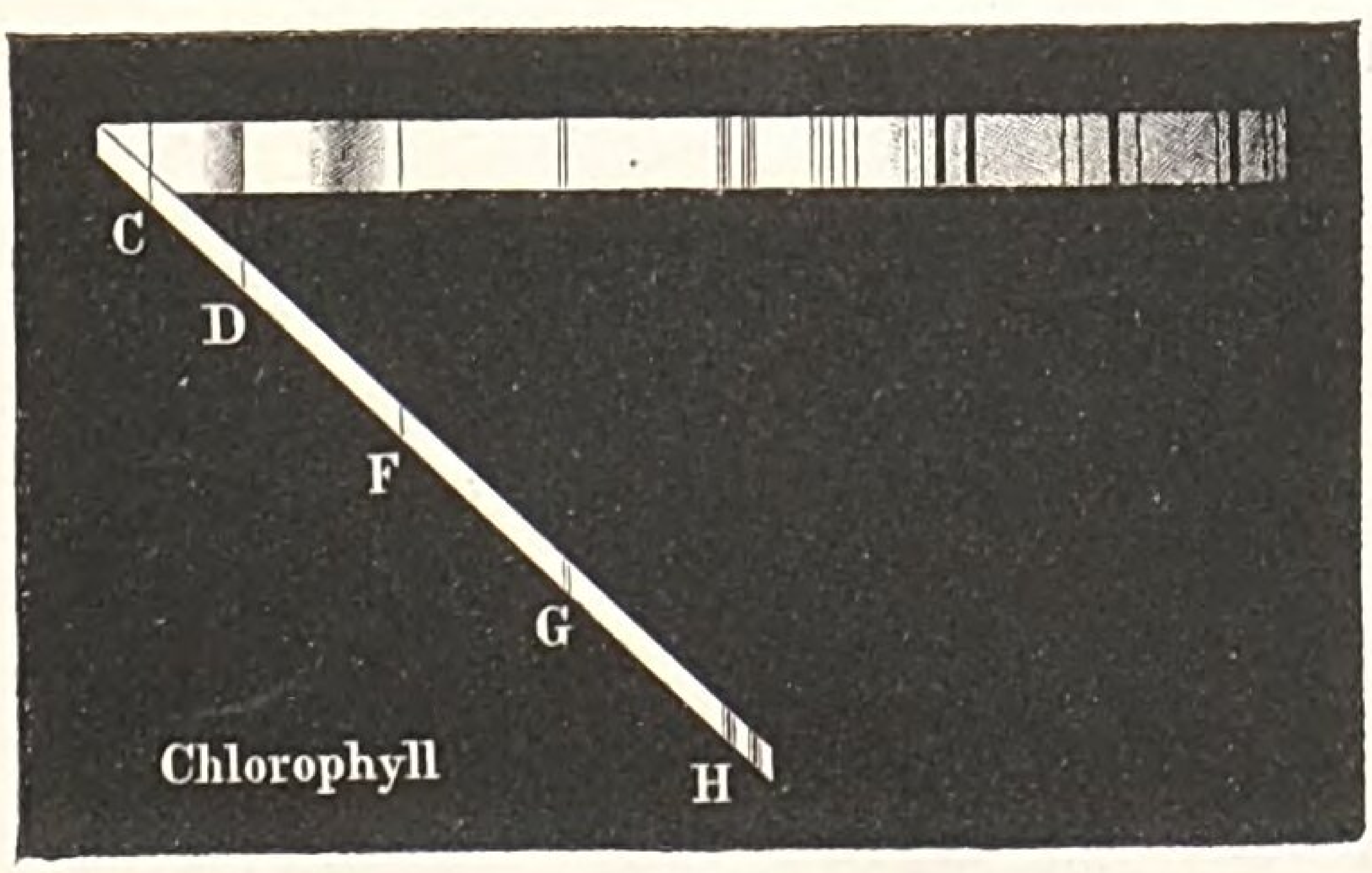


Fig. 229.



Der besseren Orientirung wegen ist das abgeleitete primäre Spectrum beigefügt, wie es erscheinen würde, wenn das lineare Spectrum nicht auf einer fluorescirenden Substanz, sondern auf weissem Papier aufgefangen worden wäre.

Pierre unterscheidet einfache und zusammengesetzte Fluorescenz. Bei einfach fluorescirenden Substanzen ist die Färbung des Fluor-

escenzspectrums seiner ganzen Ausdehnung nach dieselbe (wenn auch ungleich intensiv), das abgeleitete secundäre Spectrum zeigt also

Fig. 230.

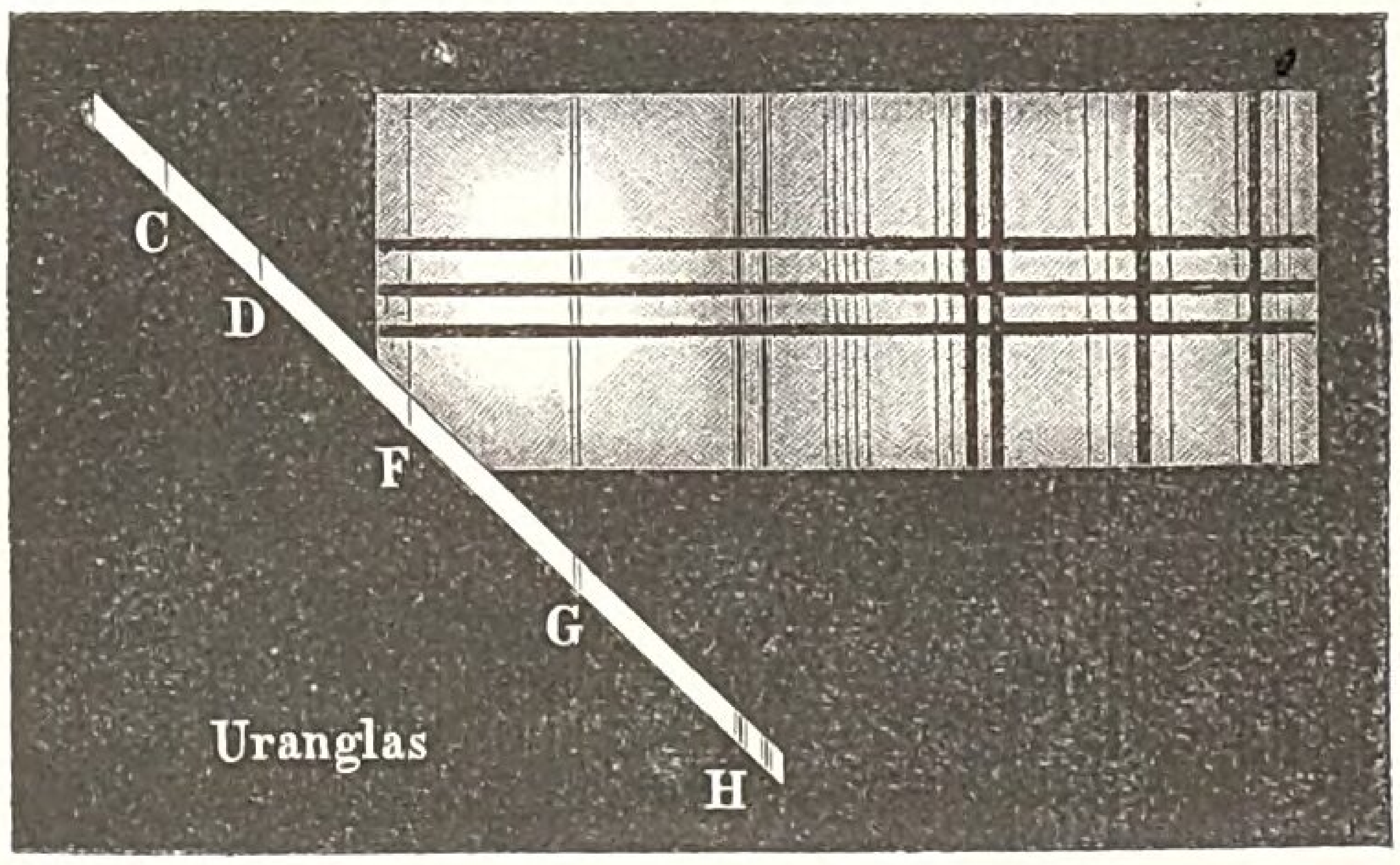


Fig. 231.

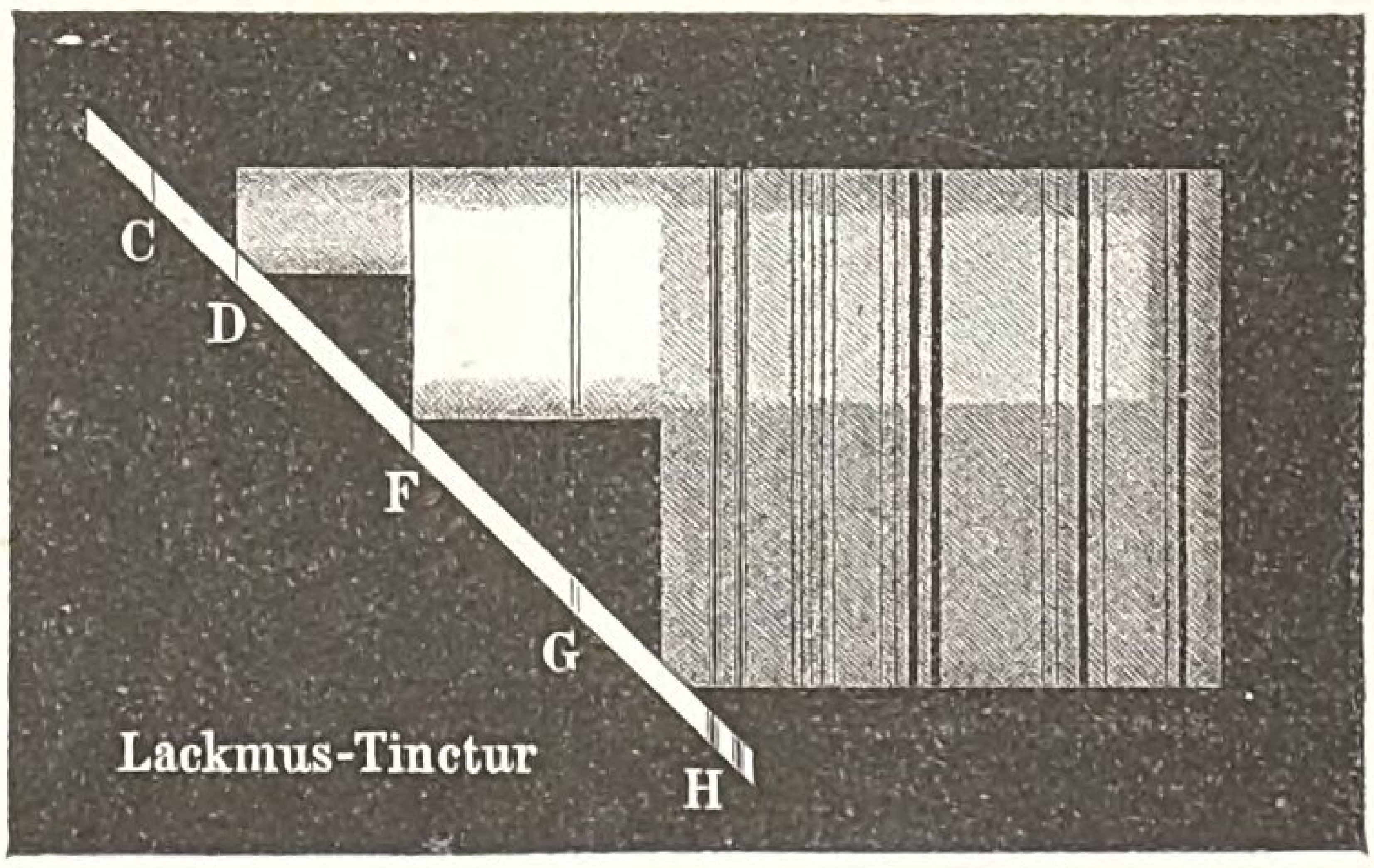
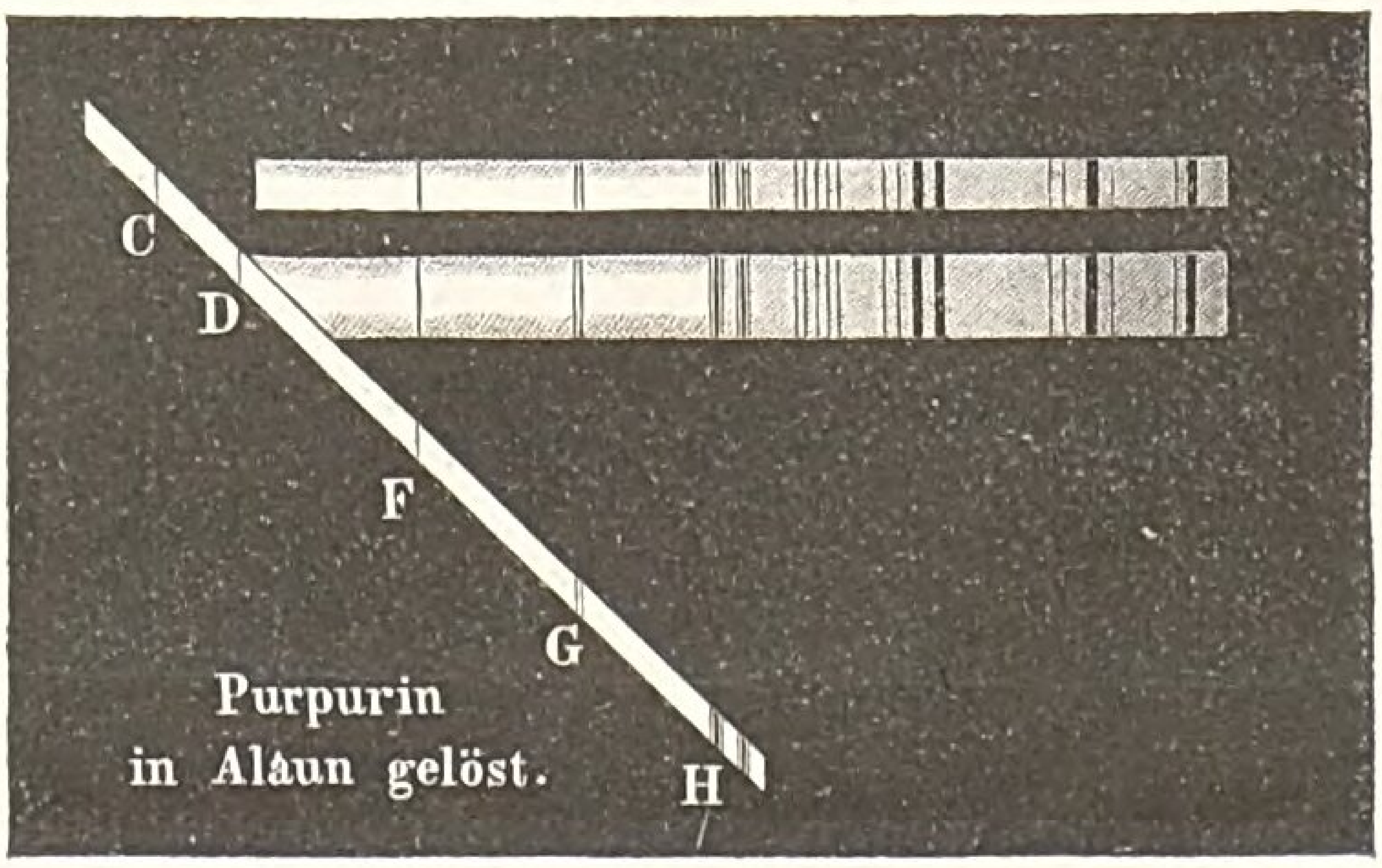


Fig. 232.



auch überall die gleiche Zusammensetzung, wie dies z. B. für Aesculin, für Chlorophyll, für Uranglas, und für eine Lösung von Purpurin in Alaun der Fall ist. Wenn man es aber mit einer zusammengesetzten Fluorescenz zu thun hat, so zeigt das Fluorescenzspectrum an verschie-

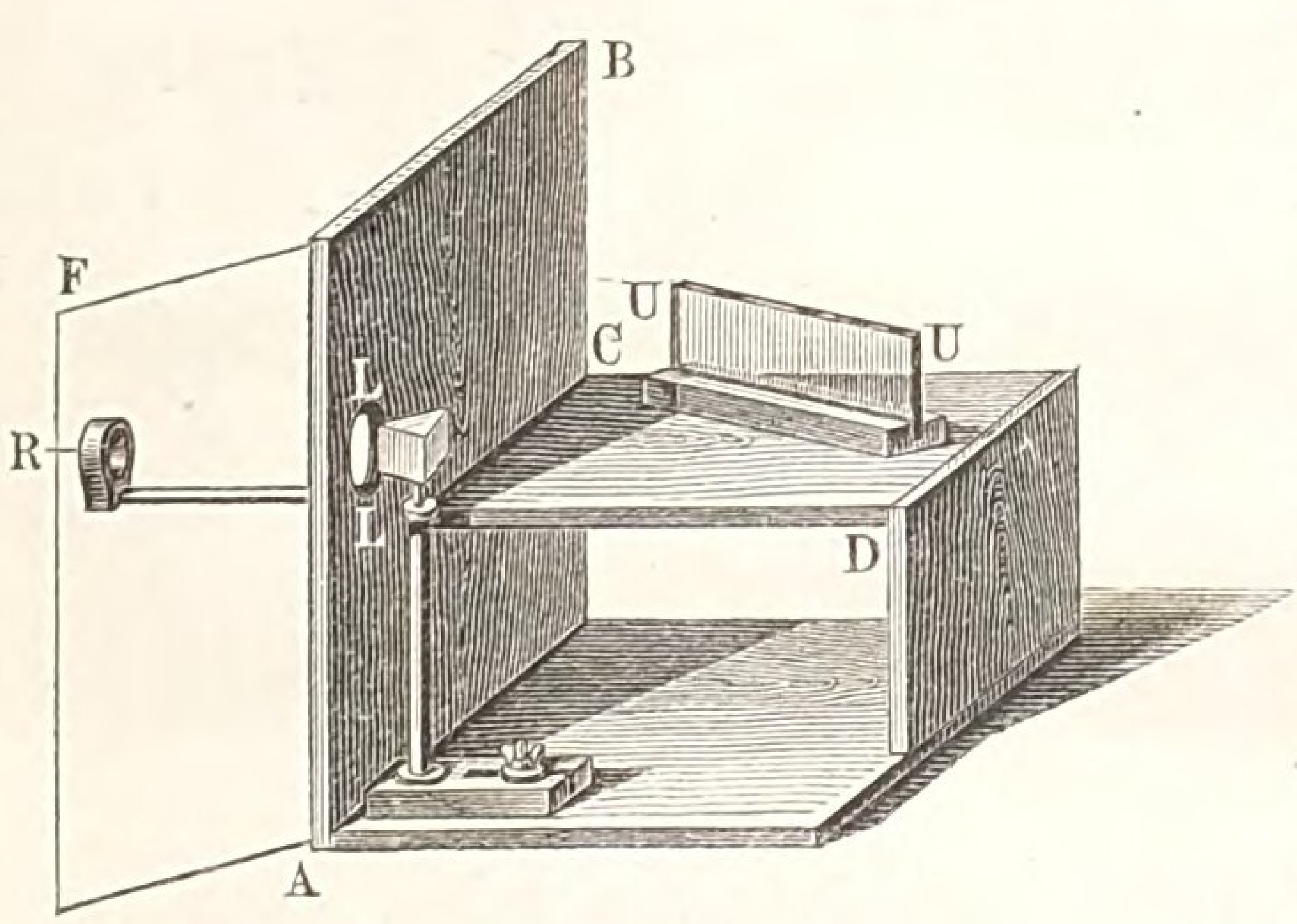
denen Stellen verschiedene Färbung und das abgeleitete secundäre Spectrum zeigt dann auch für verschiedene Stellen verschiedene Zusammensetzung, wie dies z. B. bei der Lackmustinctur der Fall ist.

Das Fluorescenzspectrum des elektrischen Lichtes. 69

Mit Hülfe der Fluorescenz hat Stokes nachgewiesen, dass der ultraviolette Theil des Fluorescenzspectrums für das elektrische Licht noch weit ausgedehnter ist als für Sonnenlicht, dass also das elektrische Licht noch viele Strahlen enthält, welche noch weit brechbarer sind als die brechbarsten Strahlen der Sonne.

Um wenigstens die bedeutende Länge des Spectrums des elektrischen Lichtes zu zeigen, kann man nach J. Müller nachstehenden in Fig. 233 in $^1/_{10}$ der natürlichen Grösse dargestellten Apparat benutzen. In dem verticalen Brett AB ist ein rundes Loch eingeschnitten, welches zur Aufnahme der Quarzlinse dient; dieselbe ist zu 11 cm Brennweite angenommen; für grössere Brennweite der Linse müsste auch der ganze Apparat entsprechend vergrössert werden. Dicht hinter der Quarzlinse ist ein Quarzprisma von 60⁰ aufgestellt und zwar so wie es ungefähr dem Minimum der Ablenkung entspricht.

Fig. 233.



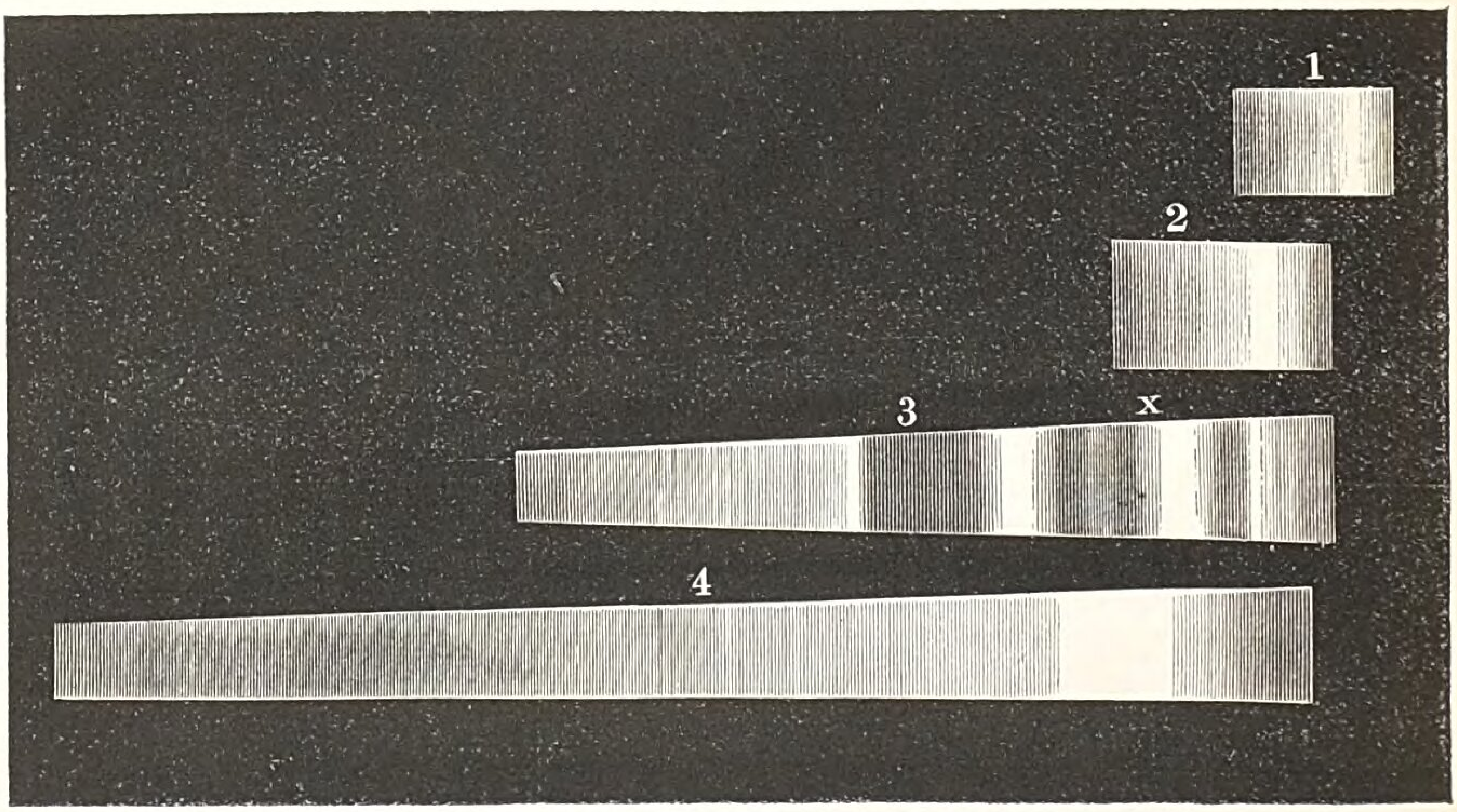
Auf der äusseren Seite des Brettes AB ist, rechtwinklig auf seiner Ebene stehend, ein starker Streifen von Eisenblech befestigt, dessen freies Ende den Holzring R trägt. Der Mittelpunkt des Ringes R und des Loches L befindet sich in gleicher Höhe. Als Lichtquelle wird der zwischen zwei Metallspitzen, die 1 bis 2 mm von einander abstehen, überspringende Funken des später näher zu besprechenden Ruhmkorff'schen Apparates benutzt. Diese Spitzen werden dicht an die äussere Fläche des Ringes R herangeschoben und zwar so, dass die Mitte zwischen den Spitzen in gleicher Höhe mit dem Mittelpunkte des Ringes R liegt. Die Dimensionen müssen so gewählt sein, dass der Funken ungefähr um die doppelte Brennweite der Linse von derselben absteht.

Um das Spectrum aufzufangen, dient die Uranglasplatte UU, welche, in einem Holzfuss eingelassen, auf dem horizontalen Brett CD steht, auf welchem man sie so lange verschieben kann, bis das Spectrum möglichst scharf erscheint.

Um das blendende Licht des Funkens von dem Auge des Beobachters abzuhalten, ist ein Schirm AF von Schwarzblech (in unserer Figur nur durch die Gränzlinien angedeutet) angebracht, welcher an die Aussenseite des Brettes AB angeschraubt ist.

Wenn der Funken zwischen Zinkspitzen überschlägt, wird das bei Nr. 3 Fig. 234 in seiner wahren Länge abgebildete Spectrum beobachtet,

Fig. 234.



welches wie alle auf dem Uranglas aufgefangenen seiner ganzen Ausdehnung nach grün erscheint. Um die Ausdehnung des ohne Fluorescenz sichtbaren Spectrums zu ermitteln, wird die Glasplatte an der Stelle, wo die obere Hälfte des Fluorescenzspectrums hinfällt, durch Papier bedeckt, und nun zeigt das Spectrum vom Roth bis zum Violett die in Nr. 1 dargestellte Ausdehnung.

Das Fluorescenzspectrum des zwischen Zinkspitzen überschlagenden Funkens ist also fast 6 mal so lang als das ohne Fluorescenz sichtbare Spectrum.

Noch grösser wird die Länge des Fluorescenzspectrums, wenn die Zinkspitzen durch Aluminiumspitzen ersetzt werden. Es hat dann die in Nr. 4 dargestellte Ausdehnung.

Um das Spectrum des elektrischen Lichtes mit dem des Sonnenlichtes zu vergleichen, wird in den Holzring R eine gegen $\frac{1}{2}$ mm breite Spalte eingesetzt und auf diese ein Bündel Sonnenstrahlen geleitet, welches von dem Metallspiegel eines Silbermann'schen Heliostaten reflectirt wird. Auf dem Uranglase zeigt sich nun der seiner ganzen Ausdehnung nach grüne Spectralstreifen Nr. 2.

Eine Vergleichung von Nr. 2 mit Nr. 3 und Nr. 4 zeigt, wie das Fluorescenzspectrum des elektrischen Lichtes bedeutend ausgedehnter ist als das des Sonnenlichtes.

Eine annähernd genaue Bestimmung J. Müller's ergab für die brechbarsten Strahlen des Aluminiumlichtes als Minimum der Ablenkung 64°. Das Quarzprisma, welches im Fall der kleinsten Ablenkung in der Richtung der optischen Axe durchlaufen wurde, hatte einen brechenden Winkel von 60°. Danach ergiebt sich für die äussersten ultravioletten Strahlen des elektrischen Lichtes der Brechungsquotient 1·766.

Als der Funken zwischen Zinkspitzen überschlug, wurde eine Platte des reinsten Spiegelglases zwischen den Ring R und die Quarzlinse gehalten. Augenblicklich verschwand der brechbarere Theil des Spectrums von der mit x bezeichneten Stelle an, ein Beweis, wie stark das Glas die stärker brechbaren Strahlen absorbirt.

Die stark fluorescirende Wirkung des Lichtes der elektrischen Entladung in verdünnten Gasen hat Dr. Geissler zur Herstellung einer Anzahl von Apparaten benutzt, mit welchen man prachtvolle Fluorescenzerscheinungen hervorrufen kann. Dieselben bestehen aus verschieden geformten, allerlei Figuren oder Namenszüge bildenden Geissler'schen Röhren, welche entweder mit fluorescirenden Glassorten oder eben solchen Flüssigkeiten umgeben sind. Beim Hindurchleiten des Funkenstroms eines Inductionsapparates oder einer Elektrisirmaschine leuchten diese Apparate in überraschend schönem Lichte.

Dr. Geissler fertigt auch mit verdünnter Luft gefüllte fluorescirende Glasröhren, welche dadurch zum Leuchten kommen, dass man sie von Aussen mit Seide reibt, oder dass man darin eingeschlossenes Quecksilber schüttelt. In beiden Fällen bringt die Reibung elektrische Entladungen hervor, deren Licht die Fluorescenz hervorruft.

Phosphorescenz. Durch die Phänomene der Fluorescenz haben 70
die schon länger bekannten Erscheinungen der Phosphorescenz ein neues Interesse gewonnen.

Es ist bekannt, dass Phosphor im Dunkeln schwach leuchtet, wenn er mit der atmosphärischen Luft in Berührung kommt. Hier ist das Leuchten leicht zu erklären, denn es findet unter den angedeuteten Umständen eine allmälige Oxydation, eine langsame Verbrennung des Phosphors statt, welche offenbar die Quelle der schwachen Lichtentwickelung ist. Nach dieser bekannten Erscheinung, welche man an jedem phosphorhaltigen Streichhölzchen beobachten kann, hat man überhaupt jedes schwache Leuchten eines Körpers, mag die Ursache desselben sein, welche sie will, mit dem Namen der Phosphorescenz bezeichnet.

Das Leuchten, welches man im Dunkeln beim Bewegen eines Barometers manchmal wahrnehmen kann, erklärt sich durch das am Schluss des vorigen Paragraphen Mitgetheilte.

Das Leuchten des faulen Holzes, faulender Fische, der Johanniswürmchen etc. ist ohne Zweifel wie das des Phosphors nur die Folge eines chemischen Processes.

Die Erscheinung eines schwachen Leuchtens tritt aber bei gewissen Körpern auch ohne chemische Processe auf, und zwar

1) in Folge mechanischer Effecte. Wenn man im Dunkeln zwei Kieselsteine an einander reibt, so beobachtet man Funken von röthlicher Farbe; ebenso findet beim Zerbrechen der Kreide, des Zuckers etc. eine Lichtentwickelung statt, ferner beim Spalten des Glimmers etc.

In diese Kategorie gehört wohl auch die von Rose beobachtete Lichtentwickelung beim Krystallisiren der arsenigen Säure, sowie des schwefelsauren Kalis und Natrons.

2) Durch Erwärmen. Gewisse Varietäten von Diamant und von Flussspath leuchten im Dunkeln, wenn sie erwärmt werden, und zwar schon bei einer Temperatur, welche noch sehr weit von der des Glühens entfernt ist. Es lässt sich dieses zeigen, wenn man Stücke des zu untersuchenden Körpers auf einem Metallblech über der Weingeistlampe erwärmt.

Hagenbach hat das Spectrum des leuchtenden Flussspathes untersucht und gefunden, dass dasselbe stets aus nur neun Streifen bestehe, wovon vier blau, zwei grün, zwei gelb und Einer orangefarbig sind. Da die relativen Intensitäten dieser Streifen wechseln, so erklärt sich die verschiedene Gesammtfarbe verschiedener Proben.

3) Durch Insolation, d. h. durch Einwirkung von Licht und zwar vorzugsweise von Sonnenstrahlen oder durch intensives elektrisches Licht. Die neuesten und ausgedehntesten Untersuchungen über die Phosphorescenz durch Insolation hat E. Becquerel angestellt und seine interessanten Resultate in den „*Annales de chimie et de physique* (3. serie T. LV u. LVII)“ veröffentlicht. In dem ersten dieser Aufsätze findet man auch eine Zusammenstellung der älteren Literatur über diesen Gegenstand.

Die gewöhnliche Art, die Phosphorescenz durch Insolation zu beobachten, besteht darin, dass man den zu beobachtenden Körper, nachdem er eine Zeit lang den Sonnenstrahlen ausgesetzt war, so rasch als möglich in einen verfinsterten Raum bringt. Um das Auge selbst für ganz schwache Grade der Phosphorescenz empfänglich zu machen, muss man längere Zeit in einem vollkommen verfinsterten Zimmer verweilen und die Augen schliessen, während eine zweite Person den zu insolirenden Körper durch eine (gleich nach dem Hereinziehen wieder zu schliessende) Oeffnung im Laden des dunklen Zimmers hinaushält.

Unter den in der Natur vorkommenden Körpern, welche durch Insolation leuchtend werden, sind vor Allen die oben genannten, auch durch Erwärmung leuchtend werdenden Varietäten von Diamant und Flussspath

zu nennen. Eine mit schön grünem Lichte phosphorescirende Varietät von Flussspath ist unter dem Namen Chlorophan bekannt.

Keiner der durch Insolation phosphorescirenden Körper zeigt aber die Erscheinung schöner, als die sogenannten künstlichen Leuchtsteine, deren Bereitung Becquerel in der erwähnten Abhandlung ausführlich bespricht. Diese künstlichen Leuchtsteine sind Verbindungen von Schwefel mit dem metallischen Bestandtheil einer der drei alkalischen Erden, also Schwefelcalcium, Schwefelstrontium oder Schwefelbarium.

Diese Verbindungen müssen, wenn sie phosphorescirend sein sollen, auf trocknem Wege und unter dem Einfluss hoher Temperatur hergestellt sein. Man kann zu ihrer Darstellung drei verschiedene Methoden anwenden:

1) Die kaustische Erde oder ihr kohlensaures Salz wird mit Schwefel gemengt in einem Tiegel geglüht. Hierher gehört Canton's Leuchtstein, welcher durch Glühen von Austerschalen mit Schwefel erhalten wird.

2) Der Schwefel kann bei dieser Operation durch eine Schwefelverbindung, etwa durch Schwefelantimon oder Realgar ersetzt werden; so erhält man den Osann'schen Leuchtstein durch Glühen von Austerschalen mit Realgar.

3) Erhält man den Leuchtstein durch Reduction der schwefelsauren Erde, also des Gypses, des Baryts oder des Strontians mittelst Kohle. In diese Kategorie gehört der aus Schwerspath dargestellte Bologneser Leuchtstein.

Um gute Leuchtsteine von Schwefelcalcium darzustellen, muss die Masse ungefähr $\frac{1}{2}$ Stunde lang einer Temperatur von 800 bis 900° C. ausgesetzt werden. Die Bariumphosphore bedürfen einer noch höheren Temperatur, während für die Strontianphosphore eine weit niedrigere Temperatur genügt.

Die Farbe, mit welcher die künstlichen Phosphore leuchten, hängt von der Bereitungsweise ab.

So strahlt z. B. der Bologneser Leuchtstein (Schwerspath mit Kohle geglüht) ein orangefarbenes Licht aus, während man einen grünlich leuchtenden Phosphor erhält, wenn man gefällte schwefelsaure Baryterde mit Kohle glüht.

Wenn man Aetzkalk mit Schwefel glüht, so erhält man einen rothgelb strahlenden Phosphor, wenn der Aetzkalk von isländischem Kalkspath, einen grün leuchtenden, wenn er vom Arragonit stammt.

Wenn man Aetzkalk, welcher aus Arragonit erhalten worden ist, in Salpetersäure löst, aus der Lösung mittelst kohlensauren Ammoniaks kohlensauren Kalk fällt und diesen dann mit Schwefel glüht, so erhält man einen sehr schön grün leuchtenden Phosphor; wenn man dagegen die Lösung des salpetersauren Kalks dadurch herstellt, dass man die

Salpetersäure direct auf den Arragonit einwirken lässt, im Uebrigen aber ganz auf die eben angegebene Weise verfährt, so erhält man einen rothgelb oder violett leuchtenden Phosphor.

Durch Einwirkung von Schwefel auf kaustische Strontianerde erhält man einen gelb leuchtenden Phosphor, wenn die Temperatur, welcher das Gemenge ausgesetzt war, unter 500° C. geblieben, dagegen einen violett leuchtenden, wenn sie über 500° C. gestiegen war.

Die Reduction des schwefelsauren Strontians durch Kohle liefert einen blau leuchtenden Phosphor; ebenso die Einwirkung des Schwefels auf kohlensauren Strontian.

Auf die gehörige Weise bereitet, sind die eben genannten Substanzen so stark phosphorescirend, dass sie im Dunkeln herrlich leuchten, wenn sie auch nur kurze Zeit dem diffusen Tageslicht, selbst bei bedecktem Himmel, ausgesetzt waren. In feuchter Luft verlieren sie aber allmälig ihre phosphorescirende Eigenschaft, weshalb man sie alsbald nach ihrer Präparation in Glasröhren einschmelzen muss.

Dr. Geissler liefert in einem Etui vereinigt eine Sammlung solcher in verschiedenen Farben leuchtender künstlicher Leuchtsteine, welche in flache Glasröhren eingeschlossen sind.

Um die durch elektrisches Licht hervorgebrachten Phänomene der Phosphorescenz zu studiren, verdünnte Becquerel die Luft in einer 2 bis 3 cm weiten, 40 bis 50 cm langen Glasröhre, in der sich die phosphorescirenden Substanzen befanden. An den Enden der Röhre sind die Platindrähte A und B, Fig. 235, eingeschmolzen. Das ausgezogene

Fig. 235.



Röhrchen C dient, um die Röhre mittelst einer Luftpumpe zu evacuiren und alsdann zuzuschmelzen. Lässt man im Dunkeln durch den luftleeren Raum der horizontal gehaltenen Röhre den Entladungsfunken einer Leydener Flasche, oder den continuirlichen Funkenstrom der Elektrisirmaschine, oder endlich den Funkenstrom des Ruhmkorff'schen Inductionsapparates hindurchgehen, so leuchtet die eingeschmolzene Substanz noch eine Zeitlang nach dem Aufhören der elektrischen Entladung.

Die Farbe, welche die künstlichen Phosphore ausstrahlen, ändert sich mit der Temperatur, welche sie während der Insolation besitzen. Am auffallendsten zeigt sich dies beim Schwefelstrontium, welches durch Einwirkung des Schwefels auf Strontianerde bei einer über 500 bis 600° C. gehenden Temperatur dargestellt wurde. Das ausgestrahlte Licht ist bei gewöhnlicher Temperatur violett, es wird dunkel violett bei — 20°, hellblau bei + 40°, bläulich grün bei + 70°, grünlich gelb bei 100° und rothgelb von schwacher Leuchtkraft bei 200° C.

Dauer der Phosphorescenz. Zwischen der Intensität der Phosphorescenz und ihrer Dauer war keine Beziehung aufzufinden. Der insolirte Arragonit strahlt im Dunkeln ein lebhaft grünes Licht aus, welches aber schon nach 20 Secunden vollständig erloschen ist, während die schwächere Phosphorescenz des Chlorophans oft nach einer Stunde noch wahrnehmbar ist. 71

Die Phosphorescenz der insolirten künstlichen Leuchtsteine ist selbst nach einigen Stunden noch wahrnehmbar.

Die meisten Mineralien und Salze zeigen die Erscheinung der Phosphorescenz nur wenige Secunden, höchstens einige Minuten nach dem Aufhören der Insolation, und selbst während dieser kurzen Zeit bei der gewöhnlichen Beobachtungsweise nur so schwach, dass sie nur wahrgenommen werden kann, wenn man mindestens $1/4$ Stunde im Dunkeln zugebracht, und dadurch die Netzhaut zur Wahrnehmung der schwächsten Lichteindrücke fähig gemacht hat.

Um die Erscheinungen der Phosphorescenz auch an solchen Körpern beobachten zu können, bei welchen dieselbe in sehr kurzer Zeit verschwindet, hat Becquerel einen sinnreichen Apparat construirt, welchen er das Phosphoroskop nennt, und dessen Zweck der ist, die Zeit, welche zwischen den Momenten der Insolation und der Beobachtung vergeht, bis auf Bruchtheile einer Secunde abzukürzen.

Fig. 236 stellt Becquerel's Phosphoroskop dar, wie es von Duboscq ausgeführt wird. *A* ist eine cylindrische Büchse von geschwärztem Messingblech. In der vorderen ebenen Gränzfläche der Büchse befindet

Fig. 236.

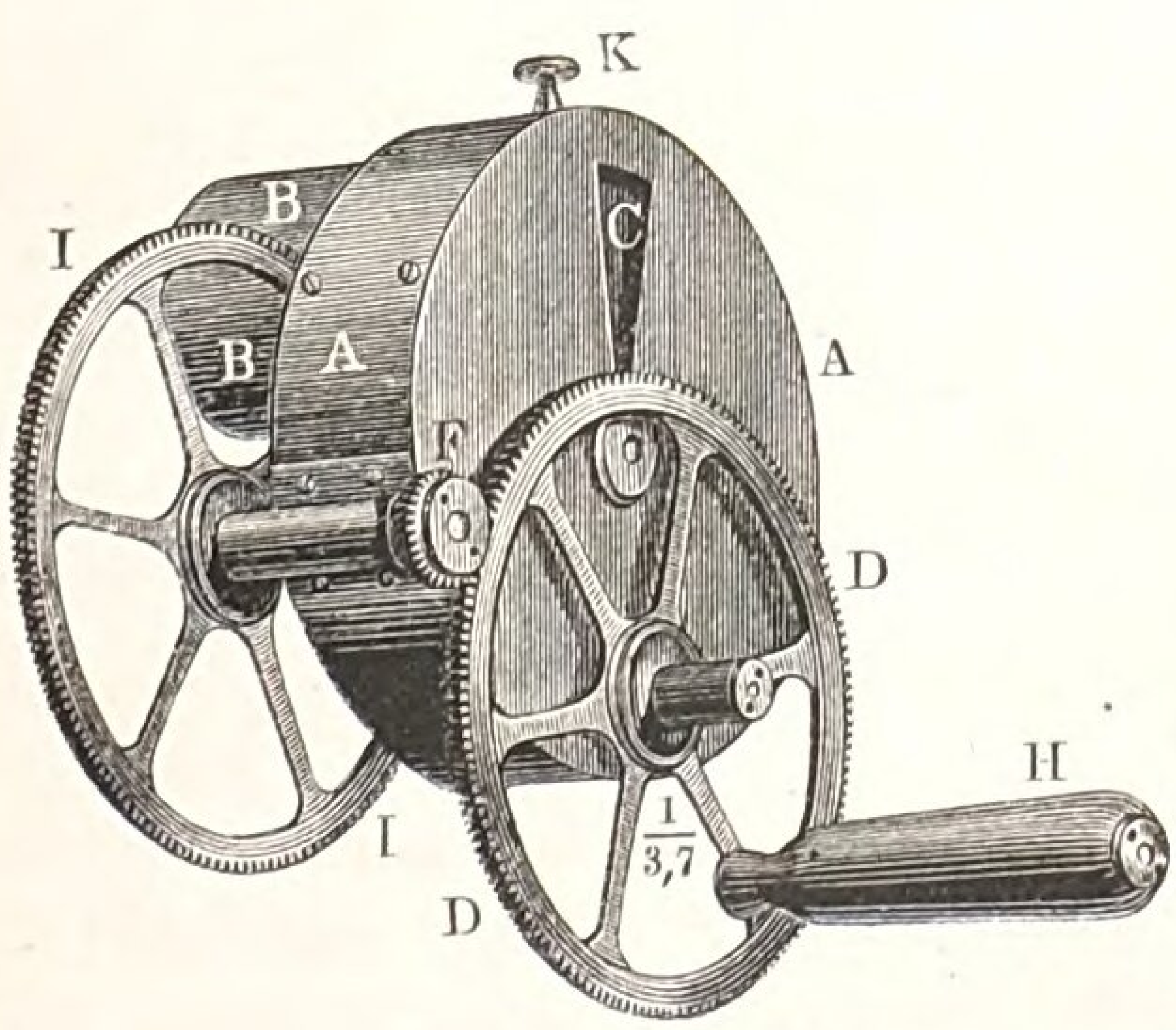
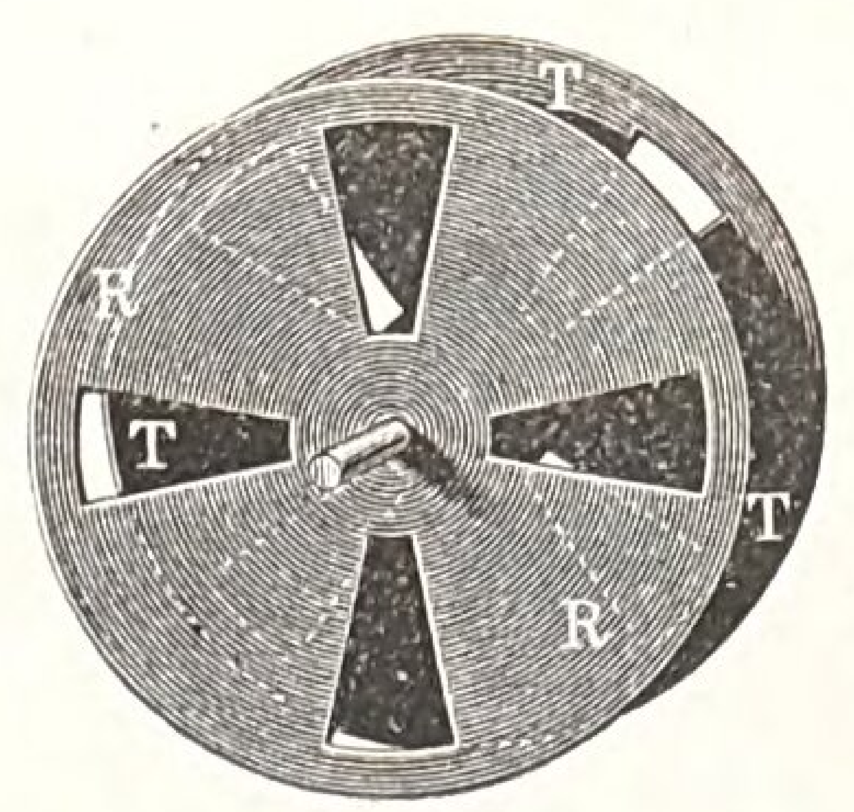


Fig. 237.



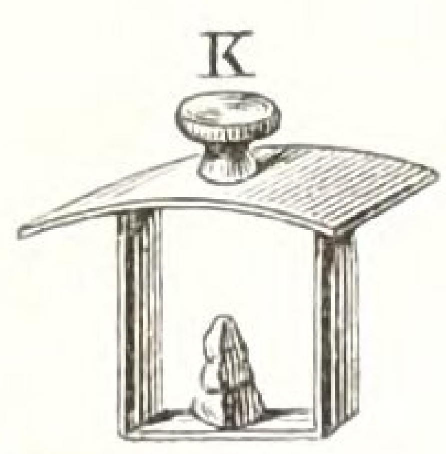
sich die Oeffnung *C*, welche die Form eines Kreisausschnittes hat. Eine ganz gleiche Oeffnung befindet sich auf der Rückwand der Büchse, der Oeffnung *C* gerade gegenüber. Durch die Mitte der Büchse geht eine drehbare Axe, auf welche zwei kreisförmige Scheiben *RR* und *TT*, Fig. 237, von geschwärztem Messingblech befestigt sind, die sich im Innern der Büchse um jene Axe drehen lassen. Jede dieser Scheiben

hat vier Oeffnungen von der Form der Oeffnung *C* in der vorderen Platte der Büchse; die Oeffnungen der beiden Scheiben sind aber alternirend gestellt, so dass jede Oeffnung der einen Scheibe einer vollen Partie der anderen entspricht.

Die Umdrehung des Scheibenpaares wird durch Zahnräder in folgender Weise vermittelt. Das durch den Handgriff *H* in Bewegung zu setzende Zahnrad *D* greift in den Trieb *F* ein, an dessen Axe ein zweites Zahnrad *I* befestigt ist. Das Zahnrad *I* greift aber in einen zweiten Trieb ein, welcher auf der Rückseite der Büchse auf der centralen Axe sitzt, auf welcher die beiden im Innern der Büchse rotirenden Scheiben *R* und *T* befestigt sind. Jede Umdrehung des Rades *D* bewirkt 25 Umdrehungen der Scheiben *R* und *T* um ihre Axe.

Um einen Körper im Phosphoroskop zu untersuchen, wird derselbe mit etwas Wachs in dem Rähmchen Fig. 238 befestigt, und dasselbe mittelst des Knopfes *K* von oben her in die Büchse *A* eingesetzt, so dass sich das Rähmchen sammt dem darauf befestigten, auf seine Phosphorescenz zu prüfenden Körper zwischen den rotirenden Scheiben befindet.

Fig. 238.



Das ganze Instrument wird endlich mittelst des auf der Rückwand der Büchse aufgeschraubten Rohres *B* auf diejenige Röhre (etwa die Beleuchtungsröhre eines Sonnenmikroskops) aufgeschoben, durch welche die Sonnenstrahlen in das dunkle Zimmer eintreten.

Da sich nun aber in jedem physikalischen Cabinet eine Vorrichtung befindet, um eine Axe rasch in Rotation zu versetzen, so kann man dieselbe zur Construction des Phosphoroskops benutzen, und dadurch das etwas theure Räderwerk entbehrlich machen, indem man den Apparat in folgender Weise construirt:

Fig. 239.

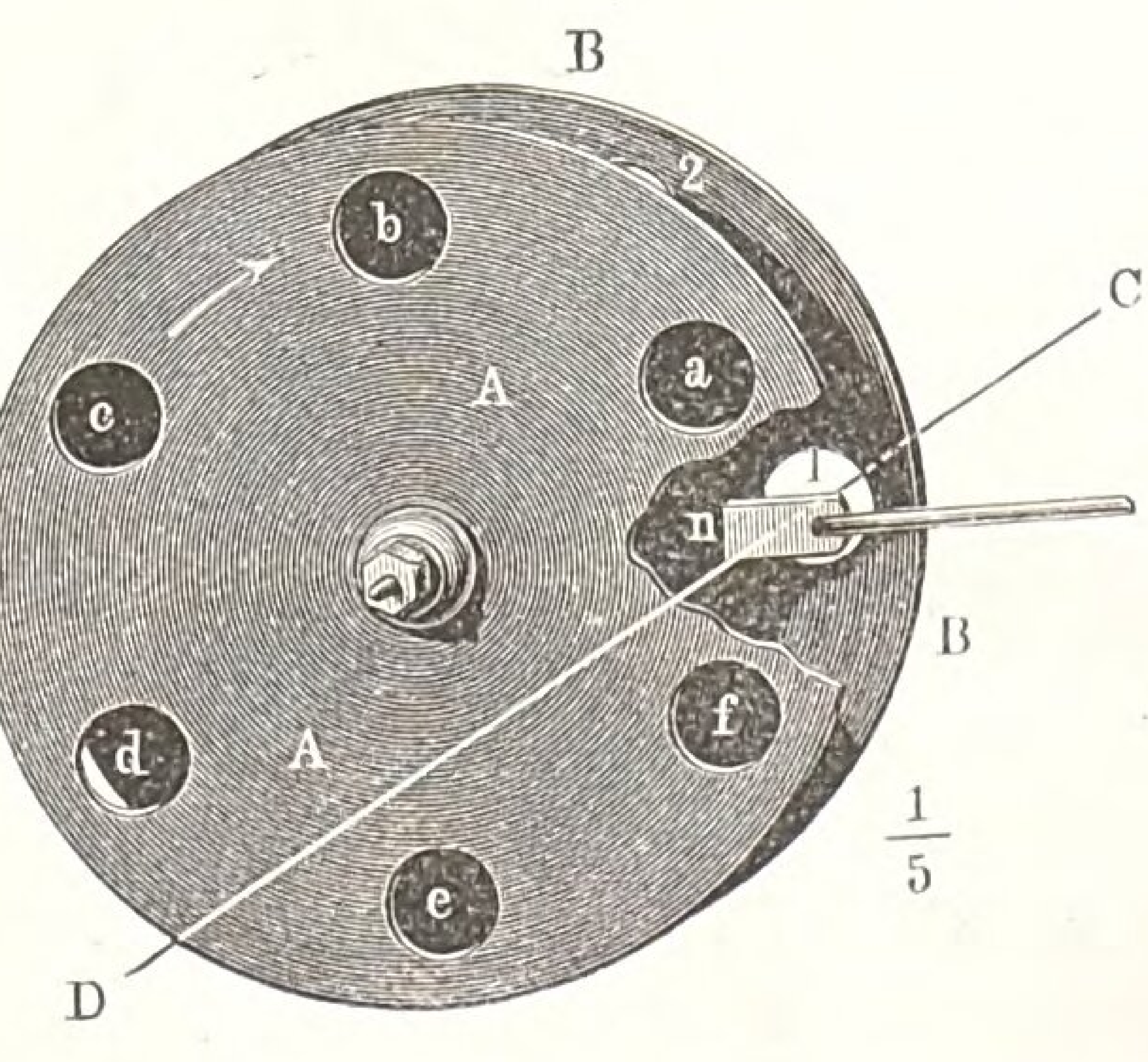
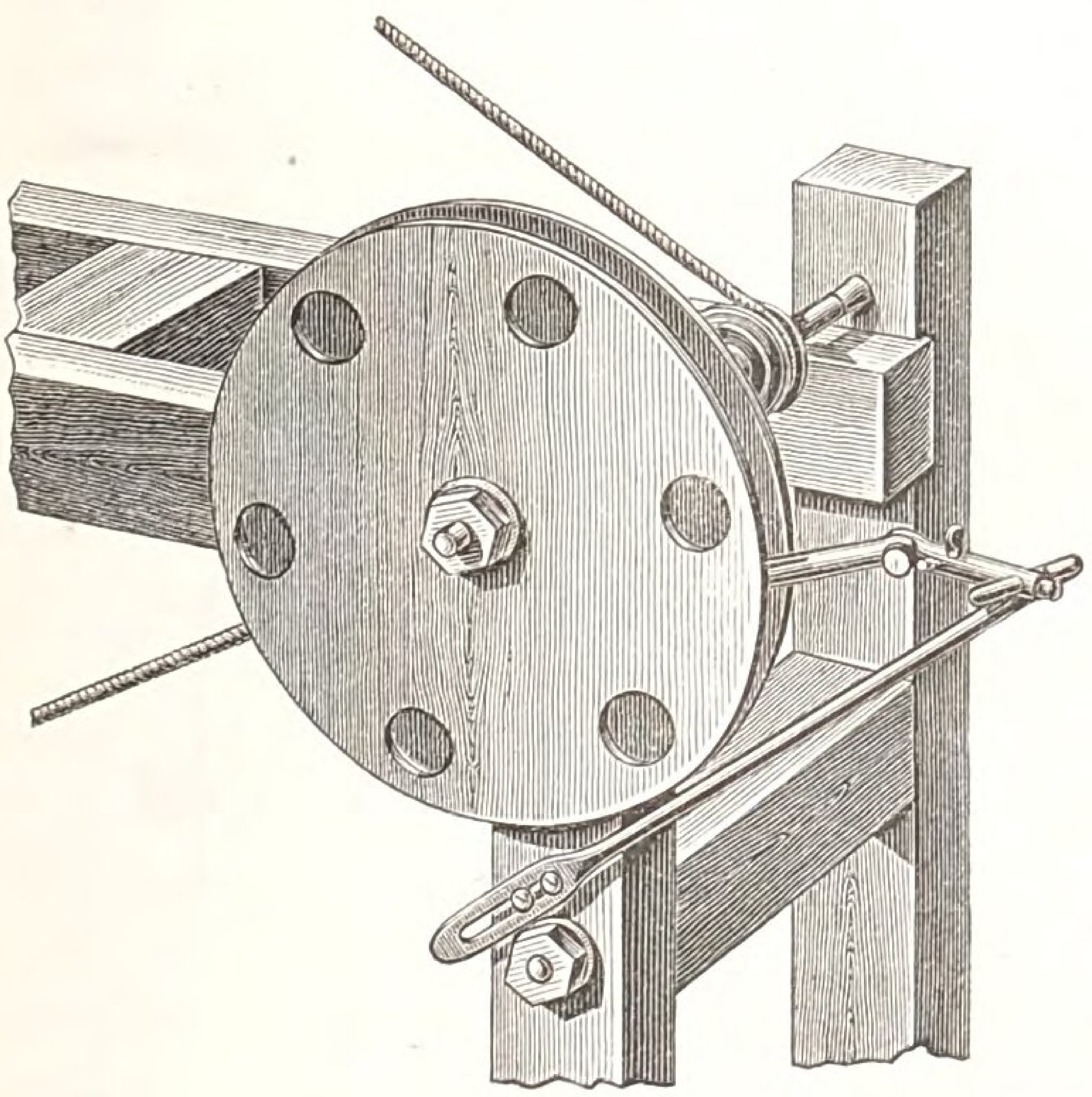


Fig. 239 zeigt zwei Scheiben *A* und *B*, welche, wie beim Becquerel'schen Phosphoroskop, auf einer und derselben Axe in unveränderlicher gegenseitiger Stellung ungefähr 2·5 cm von einander stehend befestigt sind. Jede dieser Scheiben ist gegen den Rand hin mit sechs gleich weit von einander abstehenden Löchern versehen, und die Scheiben von starkem Metallblech oder auch von Pappe sind so gegen einander gestellt, dass ein von dem Mittelpunkt eines Loches der Scheibe *A* auf die Ebene der andern Scheibe gefälltes Perpendikel

die Scheibe B in einem Punkte trifft, welcher in der Mitte zwischen zwei auf einander folgenden Löchern liegt.

Die Figuren 240 und 241 in grösserem Maassstab zeigen, wie dieses Scheibenpaar auf einer einfachen Rotationsvorrichtung angebracht ist (auch die Schwungmaschine, Fig. 355 S. 291 des I. Bandes liesse sich dazu verwenden).

Fig. 240.



Diese Vorrichtung wird nun so aufgestellt, dass die Rotationsaxe des Scheibenpaares parallel ist mit der Richtung CD, Fig. 239, der durch die Oeffnung im Laden des dunklen Zimmers eintretenden Sonnenstrahlen und dass dieses Strahlenbündel die Scheibe A an einer Stelle ihres Löcherkreises trifft. Ist nun das Scheibenpaar gerade so gestellt, wie Fig. 239 zeigt, so wird ein in der Richtung von D nach C sich fortpflanzendes Strahlenbündel die Scheibe A an einer Stelle treffen, welche zwischen den Löchern a und f in der Mitte liegt, in diesem Moment wird also kein Sonnenstrahl den Körper bei n treffen können, obgleich derselbe für ein bei C befindliches Auge durch das Loch 1 der Scheibe B sichtbar ist.

Werden die Scheiben in der Richtung des Pfeils gedreht, so fallen in rasch aufeinander folgenden Momenten Sonnenstrahlen durch die Oeffnungen a, b, c etc. auf den Körper n, welcher in diesen Momenten von C aus nicht gesehen werden kann; dagegen ist n in den Zwischenmomenten von C aus sichtbar, in welchen dieser Körper gerade nicht von den Sonnenstrahlen getroffen wird.

Befindet sich nun in n ein durchscheinender oder durchsichtiger Körper, etwa ein Stückchen Glas, eine Platte Kalkspath etc., so sieht man ihn mit einem eigenthümlichen Lichte strahlen, wenn die Umdrehungsgeschwindigkeit gross genug ist, denn unter diesen Umständen ist das Zeitintervall zwischen den Momenten, in welchen er bestrahlt, und den Momenten, in welchen er beschaut wird, sehr klein. Es beträgt $\frac{1}{12}$ der Umlaufszeit der Scheiben, wenn jede Scheibe sechs Löcher hat, und da man es mit Hülfe der Vorrichtung Fig. 236 leicht dahin bringen kann, dass die Scheiben 50 Umdrehungen in der Secunde machen, so

vergeht für diesen Fall zwischen Insolation und Beobachtung nur eine Zeit von $\frac{1}{600}$ Secunde.

Fig. 242 stellt die Vorrichtung, mittelst deren die zu untersuchenden Körper zwischen den rotirenden Scheiben gehalten werden, in $\frac{1}{2}$ der

Fig. 241.

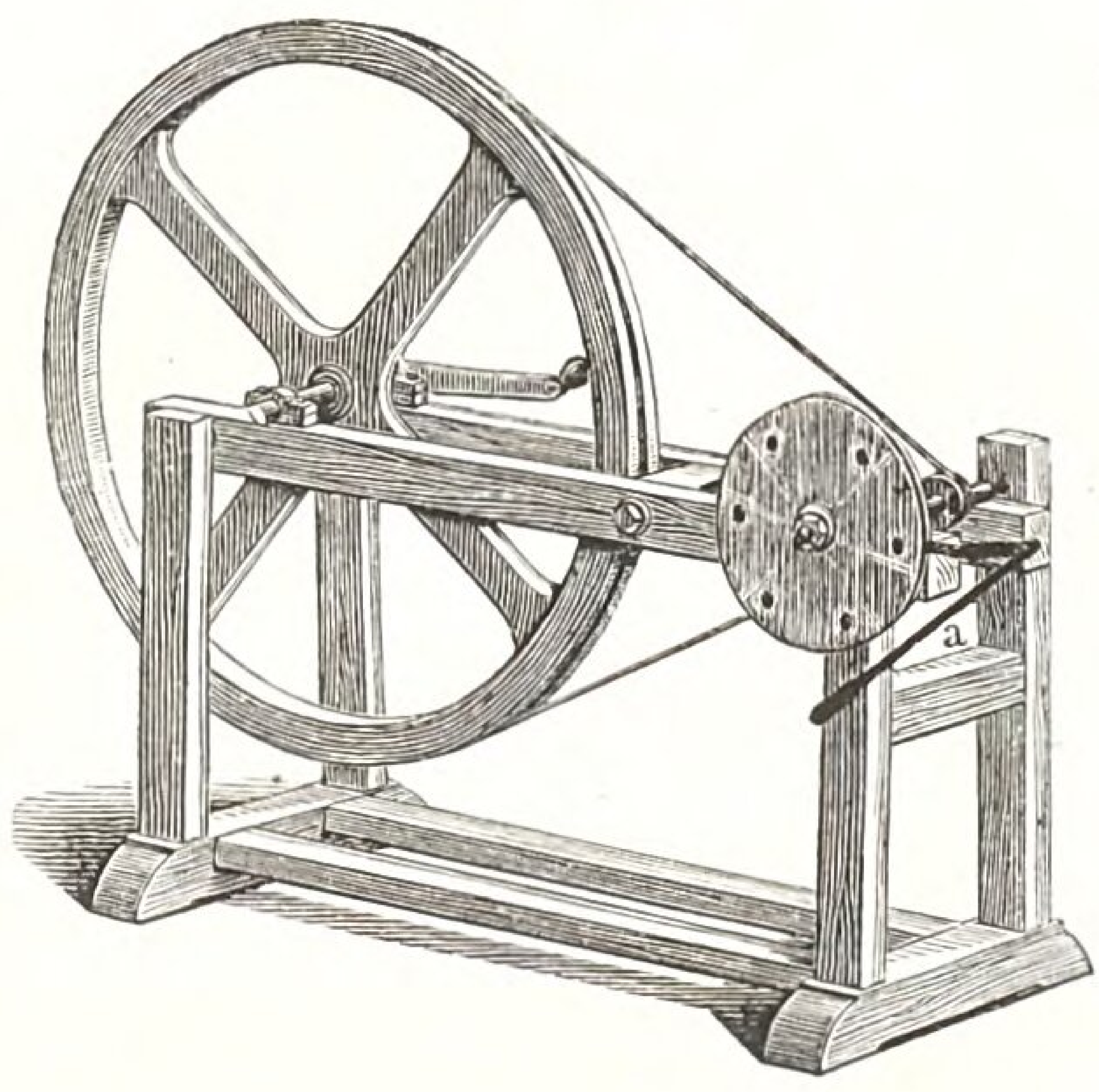
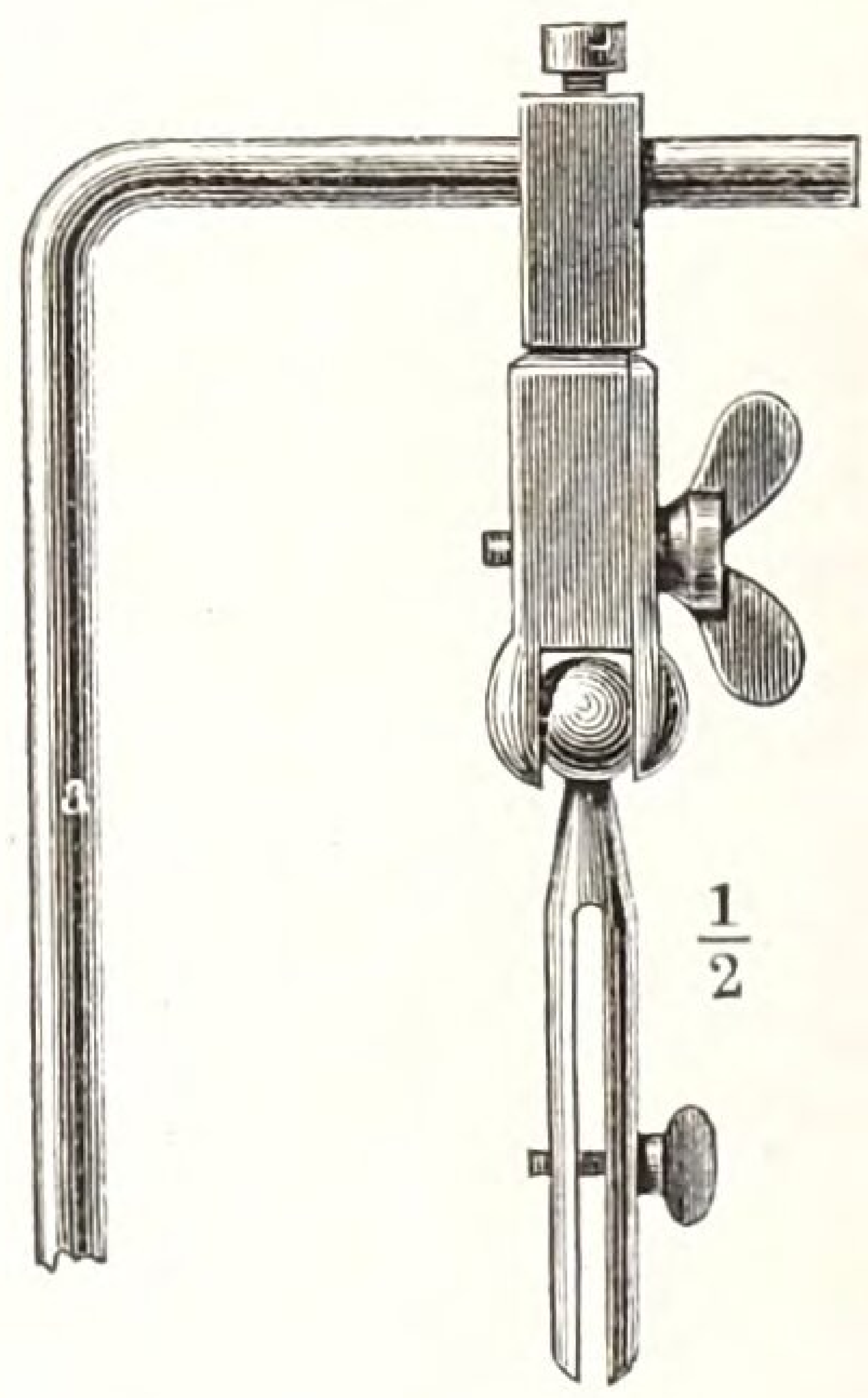


Fig. 242.

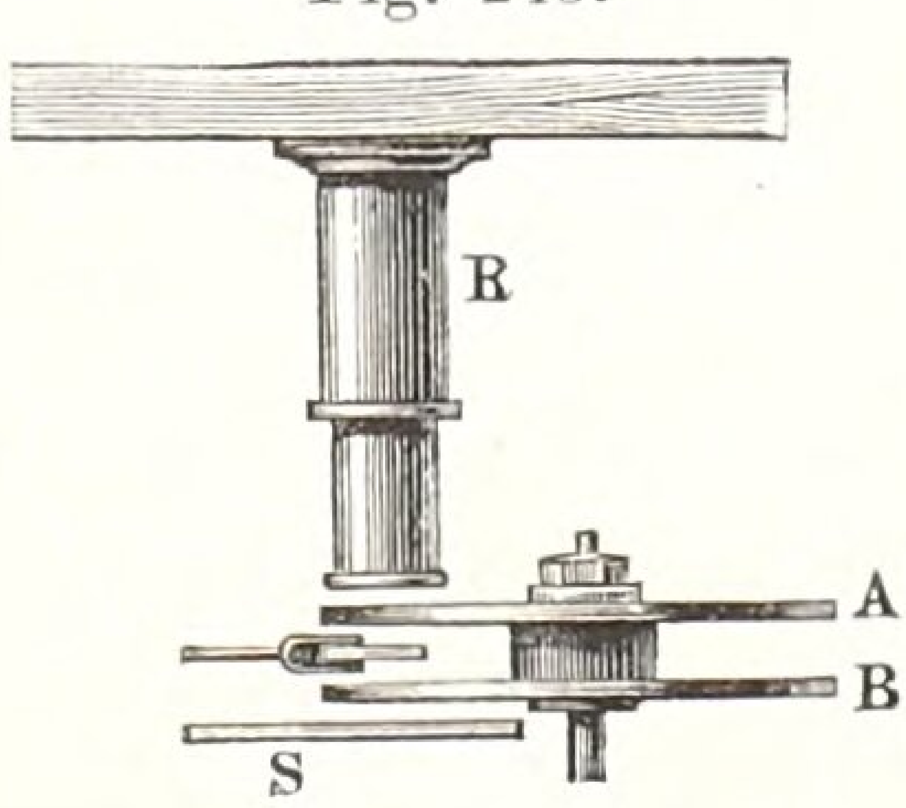


natürlichen Grösse dar. Der Metallstab *a*, von welchem Fig. 242 nur das obere Ende zeigt, ist an das hölzerne Gestell angeschraubt, wie man Fig. 241 sieht.

Um möglichst gute Effecte zu erhalten, muss man das einfallende Bündel Sonnenstrahlen durch eine Linse auf den Körper *n* concentriren und alles störende Licht möglichst abhalten.

Bei dem Becquerel'schen Phosphoroskop ist dies dadurch erreicht, dass das rotirende Scheibenpaar in einer geschwärzten Büchse enthalten ist; bei der in Fig. 241 dargestellten Vorrichtung kann dieser Zweck durch folgende Anordnung erreicht werden.

Fig. 243.



In dem Laden des dunklen Zimmers ist das Beleuchtungsrohr *R*, Fig. 243, eines Sonnenmikroskops eingeschraubt und der Rotationsapparat so aufgestellt, dass das Scheibenpaar dicht vor der vorderen Linse des Beleuchtungsrohres rotirt. Vor den rotirenden Scheiben *A* und *B* wird aber noch ein beiderseits geschwärzter Schirm *S* aufgestellt, welcher nur eine einzige Oeffnung hat, deren Mittelpunkt in die Verlängerung des Rohres *R* fällt, und welche nur wenig grösser ist als eines der Löcher in den rotirenden Scheiben. Durch diese Oeffnung im Schirm *S* schaut der Beobachter aus einer Entfernung von mehreren Schritten hindurch.

Im Phosphoroskop sieht man eine grosse Menge von Körpern leuchten, welche nach der gewöhnlichen Beobachtungsweise keine Spur von Phosphorescenz zeigen, weil eben bei ihnen die Dauer der Phosphorescenz nur eine sehr kurze ist.

Schon bei geringer Umdrehungsgeschwindigkeit sieht man den Kalkspath im Phosphoroskop mit orangefarbenem Lichte strahlen, während der Arragonit ein grünliches Licht giebt.

Glas, namentlich bleihaltiges Glas, leuchtet mit grünlichem Licht. Besonders schöne Effecte geben uranhaltige Substanzen, wie Uranglas, und Krystalle von salpetersaurem Uranoxyd. Die letzteren werden im Phosphoroskop mit lebhaft grünem Lichte sichtbar, wenn die Umdrehungsgeschwindigkeit der Art ist, dass die Beschauung $\frac{1}{30}$ bis $\frac{1}{25}$ Secunde nach der Bestrahlung stattfindet, das Maximum des Effectes tritt aber ein, wenn dieses Intervall $\frac{1}{300}$ bis $\frac{1}{250}$ Secunde beträgt.

Thonerde in Gestalt von Korund, Saphir oder Rubin strahlt im Phosphoroskop mit einem sehr lebhaften und reinen rothen Lichte. Dieselbe Farbe zeigt Thonerde, welche vor dem Knallgasgebläse geschmolzen worden ist, sowie Thonerde, welche aus der Lösung eines Thonerdesalzes niedergeschlagen und längere Zeit bei hoher Temperatur calcinirt worden ist. Um das letztere Präparat in dem Phosphoroskop zu beobachten, befestigt man das Pulver auf ein Glimmerblatt.

Auch verschiedene thonerdehaltige Mineralien, wie Spinell, Disthen, und in geringerem Grade Topas, leuchten im Phosphoreskop mit rothem Licht.

Farbe des erregenden und des ausgestrahlten Lichtes. 72

Vergleicht man die Farbe der Strahlen, welche die Phosphorescenz zu erregen im Stande sind, mit der Farbe derjenigen, welche der Körper im Dunkeln ausstrahlt, so findet man ähnliche Beziehungen, wie wir sie bei der Fluorescenz kennen lernten. Im Allgemeinen ist die Farbe des ausgestrahlten Lichtes verschieden von der des erregenden. Bei der Phosphorescenz wie bei der Fluorescenz sind vorzugsweise die blauen, violetten und ultravioletten Strahlen die erregenden, während das Licht, mit welchem der phosphorescirende Körper im Dunkeln leuchtet, aus Strahlen von geringerer Brechbarkeit besteht.

Um genauer zu untersuchen, welche Theile des Spectrums erregend auf die künstlichen Phosphore wirken, wandte Becquerel folgendes Verfahren an: Die phosphorescirende Substanz wird in Pulverform dargestellt, und mit Hülfe eines feinen Siebes über ein Blatt Papier ausgestreut, welches mit einer dünnen Schicht von arabischem Gummi überstrichen ist. Nachdem das Blatt vollständig getrocknet ist, hat man eine mit einer phosphorescirenden Substanz überzogene Fläche, welche man einem nach der durch Fig. 233 auf Seite 277 erläuterten Methode erzeugten Spectrum aussetzen kann. Das Spectrum, mit welchem Bec-

querel experimentirte, war 5 bis 6 mm hoch, während sein sichtbarer Theil eine Länge von 4 bis 5 cm hatte.

Auf diese Weise ergeben sich unter anderen folgende interessante Resultate.

Ein roth und ein blau leuchtendes Schwefelstrontium sowie ein gelb leuchtendes Schwefelbarium wurden nur im ultravioletten Theile des Spectrums phosphorescirend. Der ganze sichtbare Theil des Spectrums wirkte nicht erregend auf diese Substanzen.

Ein grün leuchtendes Schwefelcalcium wurde phosphorescirend in dem Theil des Spectrums, welcher zwischen die Fraunhofer'schen Linien G und H fällt, und dann wieder im ultravioletten Theil des Spectrums durch die Partie, welche zwischen den dunklen Linien M und Q (siehe Tafel III) liegt. Die Partie zwischen H und M brachte fast keine erregende Wirkung hervor.

Ein besonders interessantes Präparat ist ein schön grün phosphorescirendes Schwefelstrontium, welches durch Einwirkung von Schwefel auf kohlensauren Strontian erhalten wurde. Flächenhaft ausgebreitet, zeigt es zwei Maxima phosphorescirender Erregung, eines zwischen F und H, das andere zwischen L und P, während zwischen H und L keine Phosphorescenz merklich ist. Wenn dieses Präparat so dargestellt ist, dass es im diffusen Tageslicht schwefelgelb erscheint, so ist es aber nicht allein phosphorescirend, sondern mit der gleichen Farbe auch fluorescirend, und zwar nicht allein an denselben Stellen des Spectrums, in welchen es phosphorescirt, sondern auch, wenngleich weit schwächer, zwischen H und L. Mit der Insolation hört aber die Lichtemission zwischen H und L auf, während sie an den beiden anderen bezeichneten Stellen noch eine Zeit lang fortdauert.

Man findet also so mannigfache Beziehungen und Analogien zwischen Phosphorescenz und Fluorescenz, dass man zu dem Schlusse berechtigt ist, die Fluorescenz sei ein Phosphoresciren, welches schon während der Insolation wahrnehmbar ist, aber sehr rasch nach dem Aufhören der Insolation verschwindet. Umgekehrt kann man die Phosphorescenz als eine die Insolation noch lange überdauernde Fluorescenz bezeichnen.

In der Lehre von der strahlenden Wärme werden wir erfahren, dass man durch Concentration von dunklen Wärmestrahlen (das sind ultrarothe Strahlen) Platin zum Glühen bringen kann. Dasselbe sendet also dann Strahlen geringerer Wellenlänge oder grösserer Brechbarkeit aus, als auf dasselbe auffallen. Wegen der Analogie dieser Erscheinung mit der Fluorescenz nennt Tyndall dieselbe Calorescenz.

73 **Umwandlung des Lichtes in chemische Energie.** Jene Kraft, mit der sich die Bestandtheile einer chemischen Verbindung ihrer Trennung widersetzen, nennen wir chemische Anziehungskraft. Wird dieselbe durch eine stärkere Kraft überwunden und hierdurch die Verbindung getrennt, so tritt jene Anziehungskraft unter gewissen Umständen in der Weise auf, dass sie die Bestandtheile wieder zu vereinigen,

deren frühere Lage aneinander wieder herzustellen sucht; wir heissen sie deshalb auch chemische Spannkraft. Um diese Kraft zu überwinden, also eine chemische Verbindung zu zersetzen, ist eine Arbeitsleistung erforderlich; die dabei geleistete Arbeit, welche in den getrennten Bestandtheilen aufgehäuft ist, ähnlich wie in einer gehobenen Last oder in einer gespannten Feder, kann wieder frei und verfügbar werden, indem man die Bestandtheile sich wieder vereinigen lässt. Die getrennten Bestandtheile einer chemischen Verbindung enthalten demgemäss eine Quantität möglicher Arbeit oder potentieller Energie, welche in diesem speciellen Falle chemische Energie genannt wird. So ist z. B. die Zersetzung von Kohlensäure in Kohlenstoff und Sauerstoff, die Zersetzung von Wasser in Wasserstoff und Sauerstoff nur durch Ueberwindung einer bedeutenden Kraft möglich, die dabei aufgewandte Arbeit ist in dem getrennten Kohlenstoff und Sauerstoff, oder im anderen Falle im getrennten Wasserstoff und Sauerstoff gewissermaassen aufgestapelt und kann wieder (meistens in Form von Wärme) frei werden, indem der Kohlenstoff mit dem Sauerstoff, oder der Wasserstoff mit dem Sauerstoff in Verbindung tritt (verbrennt).

Das Licht kann nun, indem es als solches verschwindet, d. h. absorbirt wird, solche chemische Arbeit leisten, oder wie man sich ausdrückt, in chemische Energie umgesetzt werden. Es wirkt daher vorzugsweise zersetzend. So z. B. zerfällt Chlorsilber unter dem Einflusse des Lichtes, wobei dasselbe durch das ausgeschiedene Silber geschwärzt wird. Salpetersäure zerfällt in Sauerstoff und Untersalpetersäure, welche die Flüssigkeit gelblich färbt. Der Dampf des salpetrigsauren Amyls, einer Verbindung nach der Formel $C_5 H_{11} N O_2$, ist nach Tyndall besonders geeignet, die zersetzende Wirkung des Lichtes zu zeigen. Füllt man eine Röhre mit Luft, welche Dämpfe dieser Verbindung enthält und sendet ein Strahlenbündel Sonnenlicht oder elektrisches Licht durch dieselbe hindurch, so bildet sich in dem vorher ganz durchsichtigen Gasgemische alsbald eine helle weisse Wolke, indem die zersetzten Bestandtheile sich zu Flüssigkeit condensiren und das Licht zerstreut reflectiren. Das hindurchgegangene Licht hingegen äussert auf die nämlichen Dämpfe keine Wirkung mehr, woraus wir schliessen, dass nicht alle Lichtsorten an der Zersetzung mitwirken, oder in gleichem Grade wirksam seien und dass jene Lichtsorten, welche zersetzend gewirkt haben, dabei verbraucht worden sind.

Der grossartigste Zersetzungsprocess durch das Licht findet beim Wachsen der Pflanzen statt. Es ist über allen Zweifel sicher gestellt, dass die grossen Massen von Kohlenstoff und Wasserstoff, welche in den Pflanzenkörpern in Form von sogenannten organischen Verbindungen aufgespeichert werden, ihr Material aus der Kohlensäure der Atmosphäre und aus dem Wasser entnehmen und dass dabei das Licht, welches von den grünen Pflanzentheilen absorbirt wird, als reducirendes Agens thätig ist. Allerdings geht dabei die Zersetzung nicht bis zur völligen Isolirung

von Kohlenstoff und Wasserstoff, auch sind uns die Einzelheiten des Processes noch dunkel und unbekannt, das Gesammtergebniss steht aber fest. Es besteht darin, dass die Producte des Pflanzenlebens, z. B. die Cellulose, das Amylum etc. weniger Sauerstoff enthalten, als die Kohlensäure und das Wasser, aus dem sie entstehen, dass daher eine Quantität Sauerstoff aus diesen Verbindungen abgetrennt und frei der Atmosphäre zurückgegeben wird und dass dieser Process unter dem Einflusse und unter Verbrauch des Sonnenlichtes stattfindet. Dabei haben die einzelnen Lichtsorten ungleiche Wirksamkeit, doch hat sich die seinerzeit viel verbreitete Vermuthung, dass nur, oder vorwiegend, die ultravioletten Strahlen dabei thätig seien, nicht bestätigt. Das Aequivalent für das verschwundene Sonnenlicht haben wir in der chemischen Energie der getrennten Bestandtheile zu suchen. Lassen wir den vom Sauerstoff abgetrennten Kohlenstoff und Wasserstoff sich mit diesem wieder vereinigen, so können wir diese Energie in Form von Wärme, ja theilweise auch von Licht wieder gewinnen. Wenn wir Petroleum oder Steinkohlengas verbrennen, so erhalten wir gewissermaassen jenes Licht zurück, welches die Sonne in früheren Zeitepochen zum Wachsthum einer inzwischen untergegangenen Pflanzenwelt gespendet hat.

Nicht immer scheint das Licht Zersetzungen zu bewirken, manchmal erfolgen unter seinem Einflusse Verbindungen. Wenn man z. B. ein im Dunkeln bereitetes Gemisch gleicher Volumina Chlorgas und Wasserstoffgas dem Sonnenlichte aussetzt, so findet unter Explosion ihre Vereinigung zu Chlorwasserstoff statt.

Man kann sich diese Wirkung aber auch folgendermaassen erklären. Die Moleküle des Chlors und Wasserstoffs sind nach der Lehre der Chemiker je aus zwei Atomen zusammengesetzt, also entsprechend der Formel:

$$\left.\begin{matrix}Cl\\Cl\end{matrix}\right\} \quad \text{und} \quad \left.\begin{matrix}H\\H\end{matrix}\right\}$$

welche sich bei der Vereinigung in zwei Moleküle Chlorwasserstoff von der Zusammensetzung:

$$\left.\begin{matrix}Cl\\H\end{matrix}\right\} \quad \text{und} \quad \left.\begin{matrix}Cl\\H\end{matrix}\right\}$$

umsetzen. Dieser Umsetzung muss eine Trennung oder Lockerung der zuerst vorhandenen Moleküle vorangehen, und diese Wirkung übt das Licht aus. Es wirkt also auch in diesem Fall zersetzend und veranlasst nur indirect eine Verbindung.

Es verhält sich also dabei ähnlich, wie mit der Wirkung des Fingers beim Abschiessen einer Armbrust, deren Bogen bereits gespannt ist. Der Druck des Fingers giebt dem Pfeil nicht die Flugkraft, diese liefert vielmehr der Bogen, der im gespannten Zustande Energie enthält, die er dann auf den Pfeil überträgt. Der Druck des Fingers bewirkt nur die Auslösung, welche nöthig ist, damit die Energie des Bogens übertra-

gen wird. Chlor und Wasserstoff befinden sich neben einander in gespanntem Zustande, das Licht löst das Hinderniss ihrer Vereinigung.

In diesem Falle lässt sich auch zeigen, dass rothes oder gelbes Licht ohne Wirkung ist, während blaues Licht sofort die Explosion einleitet.

Photographie. Schon Wedgwood kam auf den Gedanken, die Schwärzung des Chlorsilbers zu benutzen, um die Bilder der Camera obscura zu fixiren, und in der That stellte Davy mittelst eines Sonnenmikroskops die Bilder kleiner Gegenstände auf Chlorsilberpapier dar; sie wurden aber bald durch die fortdauernde Einwirkung des Lichtes auf das Chlorsilber wieder vernichtet. Niepce brachte es in der Kunst, solche Lichtbilder zu fixiren, schon weiter; allein erst Daguerre fand nach vielen mühsamen Versuchen ein Verfahren, welches in dieser Hinsicht Befriedigendes leistete. Dasselbe hat gegenwärtig fast nur mehr historisches Interesse. 74

Das Material, auf welchem die Daguerre'schen Lichtbilder dargestellt werden, ist eine plattirte, d. h. eine mit einer dünnen Silberschicht überzogene Kupferplatte. Nachdem sie gehörig gereinigt worden ist, wird sie auf eine viereckige Porzellanschale gelegt, welche eine wässerige Lösung von Chlorjod enthält, und hier so lange den Dämpfen des Jods ausgesetzt, bis sich eine goldgelbe oder violette Schicht von Jodsilber auf der Platte gebildet hat. Nun wird die Platte, vor jeder fremden Einwirkung des Lichtes geschützt, genau an der Stelle in die Camera obscura eingesetzt, an welcher ein scharfes Bild des abzubildenden Gegenstandes entsteht. Nach einiger Zeit, deren Dauer von mannigfachen Umständen abhängt, wird die Platte aus der Camera obscura weggenommen. Man sieht jetzt noch keine Spur eines Bildes; dasselbe tritt aber alsbald hervor, wenn man sie Quecksilberdämpfen aussetzt. Sobald das Bild hinlänglich ausgeprägt ist, wird die Platte in eine Lösung von unterschwefligsaurem Natron gelegt, wodurch der Ueberzug von Jodsilber aufgelöst und so eine fernere Einwirkung des Lichtes unmöglich gemacht wird.

An den Stellen der jodirten Platte, auf welche die hellen Partien des Bildes der Camera obscura gefallen waren, hat das Licht schon eine Einwirkung hervorgebracht, bevor dieselbe dem Auge sichtbar wird; diejenigen Stellen der Platte nämlich, welche dem Lichte am meisten ausgesetzt waren, haben die Eigenschaft erhalten, Quecksilberdämpfe zu condensiren; hier schlägt sich also Quecksilber in ausserordentlich feinen Perlchen nieder, während da, wo das Licht nicht eingewirkt hat, kein solcher Niederschlag stattfindet. Nachdem nun an den letzteren Stellen das völlig unveränderte Silberjodid abgewaschen worden ist, hat man an den hellen Partien des Bildes den feinen Quecksilberstaub, da, wo das Licht nicht eingewirkt hat, den glänzenden Silberspiegel; und wenn man die Platte so hält, dass der Spiegel solche Strahlen in das Auge reflectirt, welche von dunklen Gegenständen kommen, so bildet dieser Silberspiegel den dunklen Grund, auf welchem die hellen Partien durch das

von den Quecksilberkügelchen nach allen Seiten hin zerstreute Licht hervortreten.

Wenn man die Platte länger in der Camera obscura lässt, so wird die Wirkung des Lichtes auf der jodirten Platte ohne Weiteres sichtbar, indem das Jodsilber da geschwärzt wird, wo das Licht am kräftigsten wirkt; das auf diese Weise entstehende Bild ist ein negatives, d. h. den hellen Stellen des Gegenstandes entsprechen die dunklen Stellen des Bildes, und umgekehrt.

Wenn man die Platte so lange in der Camera obscura gelassen hat, dass die Lichtwirkung auf derselben sichtbar wird, so ist der zur Erzeugung eines Daguerre'schen Bildes geeignete Moment schon vorüber.

Das zuerst von Talbot in Anwendung gebrachte im Wesentlichen heute noch übliche Verfahren, welches man vorzugsweise mit dem Namen der Photographie bezeichnet, zerfällt in zwei Theile: 1) die Herstellung eines negativen Bildes, d. h. eines solchen, bei welchem die hellen Partien des Gegenstandes dunkel erscheinen und umgekehrt. Von diesem negativen Bilde wird dann 2) eine positive Copie gemacht, in welcher die Licht- und Schattenverhältnisse denen des Gegenstandes entsprechen.

Das negative Bild, welches ursprünglich auf Papier gemacht wurde, wird gegenwärtig fast allgemein auf Glas dargestellt und zwar auf folgende Weise: die Glasplatte wird mit Collodium (einer Lösung von Schiessbaumwolle in Alkohol und Aether), welchem eine Quantität einer alkoholischen Lösung von Jod- und Bromsalzen zugesetzt worden war, übergossen. Nachdem die Collodiumschicht gleichförmig über die Platte ausgebreitet ist, lässt man das Ueberflüssige ablaufen und taucht dann die Platte in ein sogenanntes Silberbad, d. h. in eine wässerige Lösung von salpetersaurem Silber.

Das salpetersaure Silber durchdringt nun die Collodiumschicht, es bildet sich Jodsilber und Bromsilber, welche nebst einem Ueberschuss von salpetersaurem Silber durch die ganze Collodiumschichte gleichförmig vertheilt sind und welche eigentlich die empfindliche Schichte bilden.

Es versteht sich von selbst, dass diese Operation in einem dunklen oder nur gelb oder roth erleuchteten Zimmer vorgenommen werden muss, weil unter dem Einfluss des Tageslichtes die Silberverbindungen eine Einwirkung erleiden und bei der späteren Behandlung gänzlich geschwärzt würden.

Die so präparirte Platte wird nun in die Camera obscura gesetzt, aber schon nach kurzer Zeit herausgenommen, ehe noch durch das Licht direct eine Reduction des Silbers bewirkt worden, ehe also noch das negative Bild sichtbar geworden ist. An den Stellen, wo das Licht eingewirkt hat, ist aber nun das Jod- und Bromsilber leichter reducirbar, als an solchen Stellen, wo das Licht nicht einwirkte, so dass, wenn man nun auf die aus der Camera obscura herausgenommene Platte eine reducirende Flüssigkeit giesst, wozu man gewöhnlich Eisenvitriollösung wählt,

an den dem Lichte ausgesetzt gewesenen Stellen rasch eine Reduction des Silbers, also eine Schwärzung erfolgt, während an den nicht vom Lichte getroffenen Stellen die empfindliche Schicht unverändert bleibt. Durch Uebergiessen mit einer salpetersaures Silber enthaltenden Lösung von Pyrogallussäure kann diese Wirkung noch verstärkt werden.

Ist auf diese Weise das negative Bild hervorgerufen, so müssen die empfindlichen Substanzen aus der Collodiumschicht entfernt werden, weil sonst nach kurzer Zeit unter Einwirkung des Tageslichtes die ganze Collodiumschicht schwarz werden würde. Es geschieht dies dadurch, dass man die Platte mit einer Lösung von Cyankalium übergiesst und dann mit Wasser abwäscht, wodurch, wie man sagt, das Bild *fixirt* wird.

Zur Darstellung der *positiven* Bilder wendet man ein mit Chlorsilber imprägnirtes Papier an, welches in folgender Weise präparirt wird: Ein Blatt Papier wird mit der einen Seite auf eine Kochsalzlösung gelegt und, nachdem es ganz durchfeuchtet ist, zwischen Fliesspapier etwas getrocknet (gegenwärtig kommt das Albuminpapier schon salzhaltig in den Handel); alsdann wird das Papierblatt (im dunklen Zimmer) mit derselben Seite, welche auf der Kochsalzlösung gelegen hatte, auf eine Lösung von salpetersaurem Silberoxyd gelegt; es bildet sich nun *Chlorsilber*, welches die lichtempfindliche Substanz des photographischen Papiers ist.

Auf dem Chlorsilberpapier wird nun das *positive Bild* auf folgende Weise erzeugt.

Das negative Glasbild wird in einen vorn mit einer Glasplatte versehenen Rahmen (den *Copirrahmen*) gelegt, darauf das Chlorsilberpapier (mit seiner präparirten Seite) und hinter dieses dann ein schwarzes Tuch, und nachdem Alles durch eine von hinten her angepresste Rückwand gehörig gegen Verschiebung gesichert ist, wird der Copirrahmen so den Sonnenstrahlen ausgesetzt, dass dieselben durch die hellen Stellen des negativen Bildes hindurch auf das Chlorsilberpapier fallen und hier eine Schwärzung hervorbringen. Ist auf diese Weise das positive Bild auf dem Papier hergestellt, so muss, um das vollständige Schwarzwerden desselben zu verhindern, das noch unzersetzte Chlorsilber aus dem Papiere ausgewaschen werden, was dadurch geschieht, dass man das Bild eine Zeitlang in eine Auflösung von Cyankalium und dann in reines Wasser legt, wodurch dann nun auch das positive Bild fixirt ist. Durch Einlegen in Lösungen von Gold- oder Quecksilbersalzen kann der Farbenton noch etwas modificirt werden. Näheres über Theorie und Praxis des photographischen Processes suche man in Dr. *Vogel's* Lehrbuch der Photographie.

**Ungleichheit der chemischen Wirkungen verschie- 75
denfarbiger Strahlen.** Nicht alle Strahlen des weissen Sonnen- und Tageslichtes bringen gleich starke chemische Wirkungen hervor; unter

einem rothen Glase verbinden sich Wasserstoffgas und Chlorgas nicht, wohl aber unter einem blauen oder violetten Glase und im weissen Lichte; Chlorsilber wird im blauen und violetten, aber fast gar nicht im rothen Lichte geschwärzt. Berard hat die chemische Wirkung der verschiedenen prismatischen Farben untersucht. Er liess die mittelst eines Heliostats in ein dunkles Zimmer geworfenen Sonnenstrahlen auf ein Prisma fallen und fing das so erzeugte Spectrum auf einem mit Chlorsilber imprägnirten Papier auf; da das Spectrum unverrückt blieb, so konnte eine und dieselbe Farbe längere Zeit auf dieselbe Stelle des Chlorsilberpapiers wirken. Er fand auf diese Weise, dass die chemischen Wirkungen am violetten Ende des Spectrums am stärksten sind und sich selbst noch über die Gränzen des sichtbaren Spectrums hinaus erstrecken, wie dies auch früher schon Ritter und Wollaston gefunden hatten. Die blauen Strahlen brachten schon eine weit schwächere Wirkung hervor, die grünen, gelben und rothen Strahlen wirkten so gut wie gar nicht. Um diesen Unterschied recht auffallend zu machen, concentrirte er durch eine Linse alle Strahlen vom Grün bis zum äussersten Violett, durch eine zweite Linse aber den übrigen Theil des Spectrums, also die grünen, die gelben und die rothen Strahlen. Im Vereinigungspunkte der grünen, gelben und rothen Strahlen wurde das Chlorsilberpapier selbst nach zweistündiger Einwirkung kaum merklich verändert, obgleich hier das Licht blendend hell war, während in dem weit lichtschwächeren Vereinigungspunkte der blauen und violetten Strahlen das Chlorsilber schon in 10 Minuten geschwärzt wurde. Es geht daraus auch hervor, dass die chemischen Wirkungen des Lichtes nicht bloss von der gleichzeitig entwickelten Wärme abhängen können.

Wir sehen also hier eine gewisse Analogie zwischen den chemischen Wirkungen des Lichtes und der Fluorescenz; hier wie dort sind die brechbareren Strahlen die wirksameren; hier wie dort geht die Wirkung noch über die violette Gränze des Spectrums hinaus. Es ist demnach, um die Lage der dunklen Linien im ultravioletten Theile des Spectrums zu ermitteln, gewiss das Zweckmässigste, das Spectrum zu daguerreotypiren oder zu photographiren. Um dies auszuführen, erzeugt man nach der auf Seite 277 angegebenen Weise ein Spectrum, welches, auf einem Schirm aufgefangen, die Fraunhofer'schen Linien möglichst deutlich zeigt, und bringt dann die präparirte Platte an die Stelle dieses Schirmes, um das negative Bild zu erzeugen.

Als v. Babo und J. Müller bei Anwendung eines Flintglasprismas und einer Glaslinse das negative Bild bei einer Lichteinwirkung von 1 Secunde herstellten, ging die Wirkung kaum über die Linien G und H hinaus, so dass von L noch keine Spur erschien; dagegen waren zwischen G und H alle Linien scharf und deutlich sichtbar. Man sieht daraus, dass die dunkelblauen und violetten Strahlen zwischen G und H die photographisch wirksamsten sind. Erst bei einer Lichteinwirkung von 15 Secunden ging die Lichtwirkung etwas über die von Stokes mit N

bezeichnete Liniengruppe hinaus; allein nun war die ganze Partie zwischen *G* und *H* ganz hell und alle Linien vollkommen verschwunden, selbst die Linien *H* erschienen bedeutend angefressen.

Um ein möglichst weit über das Violett hinausgehendes Spectrum zu erhalten, muss man statt der Glasapparate ein Prisma und eine Linse von Quarz anwenden; bei einer 16 Secunden lang dauernden Lichteinwirkung erhielt J. Müller auf diese Weise ein photographirtes Spectrum, welches sich bis über den Streifen *R* (Tafel III) hinaus erstreckte.

Da es nun aber nach den obigen Bemerkungen unmöglich ist, ein direct photographirtes Spectrum herzustellen, in welchem alle Streifen von *G* bis *R* gleich deutlich erscheinen, so hat J. Müller mit der grössten Genauigkeit in grossem Maassstabe Linie für Linie copirend eine getuschte Zeichnung des Spectrums hergestellt und von dieser ist dann Tafel III eine verkleinerte photographische Copie. In dem photographirten Spectrum Tafel III erscheinen deshalb auch alle dunklen Linien von *G* bis *R* deutlich, während in dem direct photographirten Spectrum bei kürzerer Lichteinwirkung nur die Streifen zwischen *G* und *H*, in dem Maasse aber, in welchem die Insolation länger dauert, nach und nach die Partien zwischen *H* und *M*, oder die zwischen *M* und *O*, zwischen *O* und *Q* oder endlich zwischen *Q* und *R* hervortreten.

Von *G* aus gegen das rothe Ende des Spectrums hin breitet sich die chemische Wirkung des Lichtes mit zunehmender Dauer der Insolation nur sehr wenig aus. Erst bei einer Lichteinwirkung von 30 Secunden dehnte sich das photographirte Spectrum bis *F* aus.

Während also die Strahlen, welche zwischen die Fraunhofer'schen Linien *G* und *H* fallen, die kräftigsten chemischen Wirkungen hervorbringen, ist, wenigstens für das gewöhnliche Collodium, die Wirkung selbst der blauen Strahlen zwischen *G* und *F* eine sehr schwache; die grünen, gelben und rothen Strahlen aber bringen hier gar keine photographische Wirkung hervor.

Bei Anwendung eines mehr bromhaltigen Collodiums wurde die Ausdehnung des Spectrums bis zum Streifen *F* schon bei einer Lichteinwirkung von wenigen Secunden erreicht; das so erhaltene Bild war rein und scharf.

Es geht daraus hervor, dass verschiedene chemische Präparate durchaus kein gleiches Verhalten gegen die verschiedenen Partien des Spectrums zeigen. In der That ist es mehreren Physikern gelungen, Lichtbilder des Sonnenspectrums herzustellen, welche sich noch etwas über die Gränze des sichtbaren Roth erstreckten. Herm. Vogel in Berlin hat gezeigt, dass es möglich ist, Bromsilber für jede beliebige Farbe lichtempfindlich zu machen, indem man einen die Zersetzung des Bromsilbers befördernden Stoff zusetzt, welcher die betreffenden Strahlen ausschliesslich oder vorherrschend absorbirt. Ein mit Anilingrün versetztes Bromsilber ist z. B. bis ins Roth hinein empfindlich, da dieser Farbstoff die rothen Strahlen des Spectrums zwischen *C* und *D* kräftig absorbirt.

Eine ganz ausgezeichnete Photographie des Spectrums hat Rutherfurd in Newyork ausgeführt, und zwar in so grossem Maassstab, dass der Abstand der einzelnen Fraunhofer'schen Linien ungefähr 20 mal so gross ist, als beim photographirten Spectrum auf Tafel III ($^1/_2$ des Maassstabs der auf S. 250 besprochenen Kirchhoff'schen Spectraltafel). Die Entfernung von *H* bis *G* beträgt 40·7, die von *G* bis *F* beträgt 38 Centimeter.

Zur Herstellung seines Spectrums wandte Rutherfurd zwei Schwefelkohlenstoff-Prismen von 60⁰ an, es geht deshalb auch nicht über die *H*-Streifen hinaus, während es auf der anderen Seite gegen das Grün hin noch ziemlich weit über *F* hinausgeht.

Das Rutherfurd'sche Spectrum bildet begreiflicher Weise nicht einen einzigen zusammenhängenden Streifen, sondern es besteht aus 10 einzelnen Spectralstücken, die sich theilweise überdecken.

Wahrhaft überraschend ist es, wie genau die Rutherfurd'sche Photographie mit der Kirchhoff'schen Zeichnung übereinstimmt. Wollte man in ähnlicher Weise den ultravioletten Theil des Spectrums photographiren, so müsste man mindestens drei Quarzprismen von 60⁰ anwenden, deren brechende Kante parallel ist mit der optischen Axe des Krystalls und zwar müsste man den ultravioletten Theil des am stärksten gebrochenen (des extraordinären) Bildes photographiren.

Auch bezüglich des Assimilations (Reductions-) processes in den Pflanzen ist die Frage, welche Bestandtheile des Sonnenlichtes an demselben betheiligt oder vorzugsweise wirksam sind, von mehreren Physikern studirt worden, ohne dass jedoch bis jetzt übereinstimmende Resultate und eine entscheidende Beantwortung der Frage erzielt worden wäre.

Zuerst glaubte man, dass auch hierbei die brechbarsten Strahlen fast ausschliesslich wirksam seien und erklärte den Umstand, dass auf photographischen Aufnahmen von Landschaften die grünen Pflanzentheile fast schwarz erscheinen, auf die Weise, dass eben die grünen Farbstoffe der Pflanzen die chemisch wirksamen Strahlen fast gänzlich absorbiren, so dass das übrige reflectirte Licht auf die Negativplatte nicht mehr einwirken kann.

Draper hat jedoch längst gezeigt, dass die Sauerstoffausscheidung in den grünen Pflanzentheilen am lebhaftesten im gelben und grünen Lichte erfolge. D. W. Pfeffer kam im Wesentlichen zu demselben Resultate, indem er nachwies, dass dieselben Farben, welche dem Auge am hellsten erscheinen, auch auf die Pflanzen am kräftigsten wirken, wobei er überdies noch zeigte, dass die Einwirkung der Farben im isolirten Zustande gleich sei derjenigen bei combinirter Anwendung derselben.

E. Lommel dagegen machte geltend, dass die chemische Wirkung einer Lichtsorte auf die Pflanze von dem Grade ihrer Absorbirbarkeit

und von der aus der Wärmewirkung abzuleitenden „mechanischen Intensität“ derselben abhängig sein müsse. Da nun das Chlorophyll am meisten die rothen Strahlen zwischen *B* und *C* absorbire und die gleichfalls absorbirten blauen und violetten Strahlen wegen ihrer geringen Intensität nicht merklich wirksam seien, so müsse das zwischen *B* und *C* gelegene rothe Licht am kräftigsten wirken. Diesen Schluss glaubte N. J. C. Müller bei Wiederholung der Draper'schen Versuche bestätigt zu finden; D. W. Pfeffer dagegen zieht dieses in Zweifel und hält nach Wiederholung derselben Versuche seinerseits die Behauptung aufrecht, dass die hellsten Farben des Spectrums die wirksamsten seien. Zu demselben Resultate gelangte E. Gerland, der es überdies als wahrscheinlich erklärte, dass das Chlorophyll nicht der wirksame Träger des Assimilationsprocesses, sondern vielmehr ein Product desselben sei.

Wie man sieht, ist diese in pflanzenphysiologischer Hinsicht sehr wichtige Frage noch nicht zur endgültigen Beantwortung reif.

Siebentes Capitel.

Das Auge und die Gesichtsempfindungen.

76 **Das Gesichtsorgan.** Die Lehre vom Auge und den Gesichtsempfindungen gehört in die physiologische Optik. Indem wir den Leser dieserhalb auf physiologische Werke, insbesondere auf Helmholtz's „Physiologische Optik" verweisen, geben wir im Nachfolgenden nur eine Zusammenstellung der unmittelbar mit der Physik zusammenhängenden wichtigsten Lehren dieser Wissenschaft.

Die Empfindung des Lichtes und der Farbe rührt von einer Affection besonderer Nerven her, deren feine Enden sich als eine Nervenhaut ausbreiten. Die Empfindung des Dunklen rührt von einer vollkommenen Ruhe dieser Nervenhaut her, jeder Reiz derselben bringt aber die Empfindung von Helligkeit, von Licht hervor; ganz vorzüglich wird dieser Reiz durch die Lichtstrahlen hervorgebracht, welche die Körper der Aussenwelt durch das Auge auf die Nervenhaut, die Netzhaut, senden; doch ist auch die Empfindung von Licht und Farbe durch andere Ursachen ohne Mitwirkung der von Aussen kommenden Lichtstrahlen möglich, z. B. durch den Druck des Blutes (Flimmern vor den geschlossenen Augen). Ein äusserer Druck auf das geschlossene Auge, eine elektrische Entladung sind ebenfalls im Stande, Lichtempfindungen hervorzubringen.

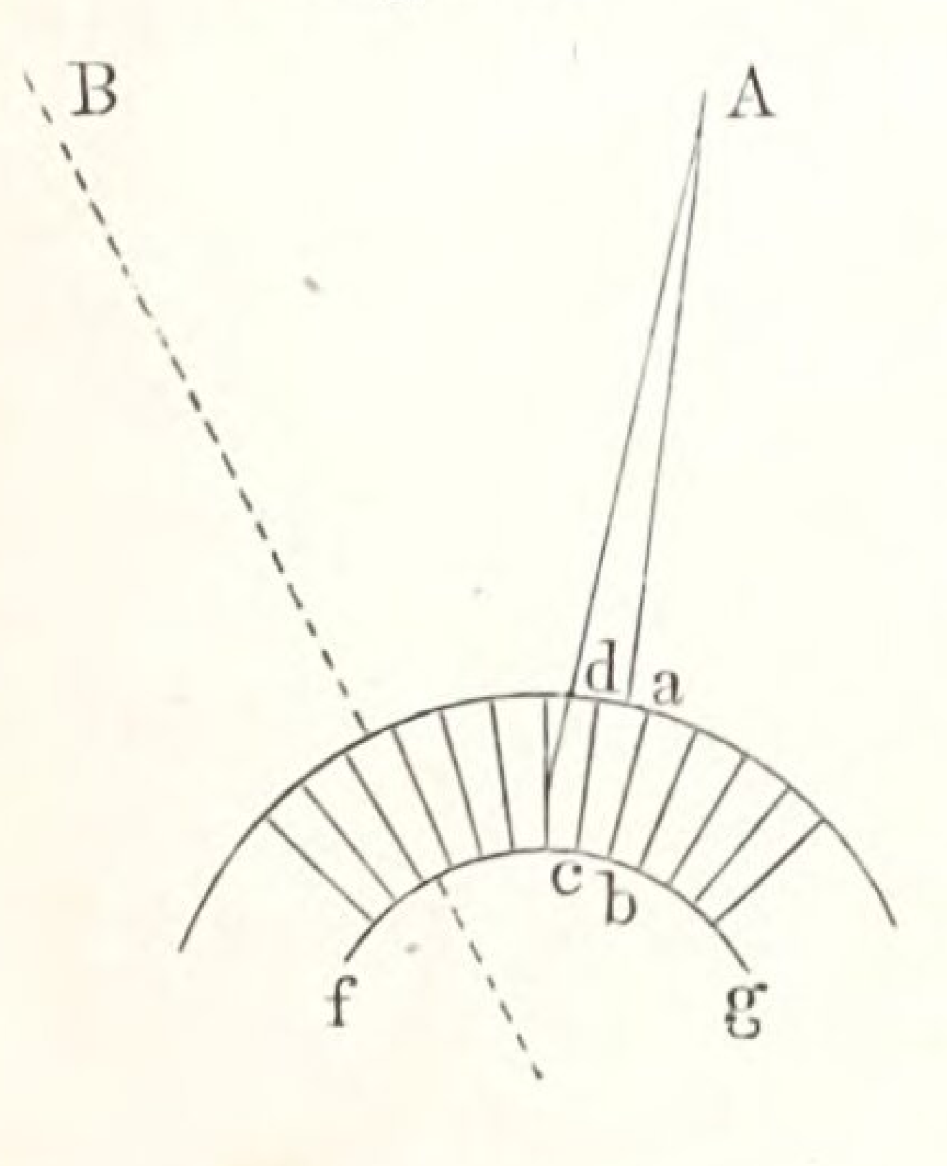
Zum Unterscheiden äusserer Gegenstände durch das Gesicht reicht es nicht hin, dass die von einem Körper ausgehenden Lichtstrahlen auf die Nervenhaut fallen, es sind noch lichtsondernde Apparate nöthig, welche bewirken, dass die von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlen nur eine bestimmte Stelle der Nervenhaut treffen, und dass von dieser Stelle die von anderen Punkten herkommenden Lichtstrahlen abgehalten werden; auf diese Weise sind die verschiedenen Stellen der Netzhaut verschieden afficirt, und dadurch wird eine Unterscheidung möglich. Wo solche lichtsondernde Apparate fehlen, wie dies bei vielen

niederen Thierclassen der Fall ist, da kann kein eigentliches Sehen, sondern nur eine Unterscheidung von Licht und Dunkel, von Tag und Nacht stattfinden; doch sind selbst für eine solche Lichtempfindung noch besondere Nervenapparate nöthig.

Nicht bei allen Thierclassen, bei denen ein eigentliches Sehen stattfindet, sind die zur Isolirung der Lichteindrücke bestimmten Vorrichtungen auf dieselbe Weise eingerichtet; man unterscheidet zwei wesentlich verschiedene Arten von Augen, nämlich 1) die musivisch zusammengesetzten Augen der Insecten und Crustaceen, und 2) die mit Sammellinsen versehenen Augen der höhern Thiere.

Zusammengesetzte Augen. Erst durch die classischen Unter- 77
suchungen Müller's ist das Wesen der musivisch zusammengesetzten Augen klar gemacht worden (Physiologie des Gesichtssinnes 1826, und Handbuch der Physiologie des Menschen 1837). Auf der convexen Nervenhaut steht eine grosse Menge durchsichtiger Kegel rechtwinklig auf, und nur diejenigen Strahlen können die Basis eines solchen Kegels auf der Nervenhaut erreichen, die in der Richtung der Axe dieses Kegels einfallen. Alles seitlich einfallende Licht wird absorbirt, weil die Seitenwände der Kegel mit einem dunkelfarbigen Pigmente bekleidet sind. In Fig. 244 sei fg ein Durchschnitt der convexen Nervenhaut mit den darauf sitzenden durchsichtigen Cylindern. Es ist klar, dass die von dem leuchtenden Punkte A ausgehenden Strahlen nur in cb, der Basis des abgestumpften Kegels $abcd$, die Nervenhaut treffen können; schon die Basis der beiden neben $abcd$ liegenden Kegel wird nicht mehr durch die von A ausgehenden Strahlen getroffen; ein leuchtender Punkt B sendet seine Strahlen wieder an eine andere Stelle der Netzhaut u. s. w. Auf die Basis eines solchen durchsichtigen Kegels wird natürlich alles Licht wirken, welches von Punkten herkommt, die in der Verlängerung des Kegels liegen, und die Lichteindrücke von allen Punkten, welche Licht auf die Basis desselben Kegels senden, werden sich auch vermischen, und somit sieht man leicht ein, dass die Deutlichkeit des Bildes auf der Nervenhaut um so grösser sein wird, je grösser die Anzahl der Kegel ist. Sehr treffend charakterisirt Müller das Sehen mit solchen Augen, indem er sagt: „Die Darstellung des Bildes in mehreren tausenden gesonderten Punkten, wovon jeder Punkt einem Feldchen der Aussenwelt entspricht, gleicht einer Mosaik, und man kann sich aus einer kunstreichen Mosaik die beste Vorstellung von dem Bilde machen, welches die Geschöpfe, die eines solchen Organs theilhaftig sind, von der Aussenwelt erhalten werden.“

Fig. 244.

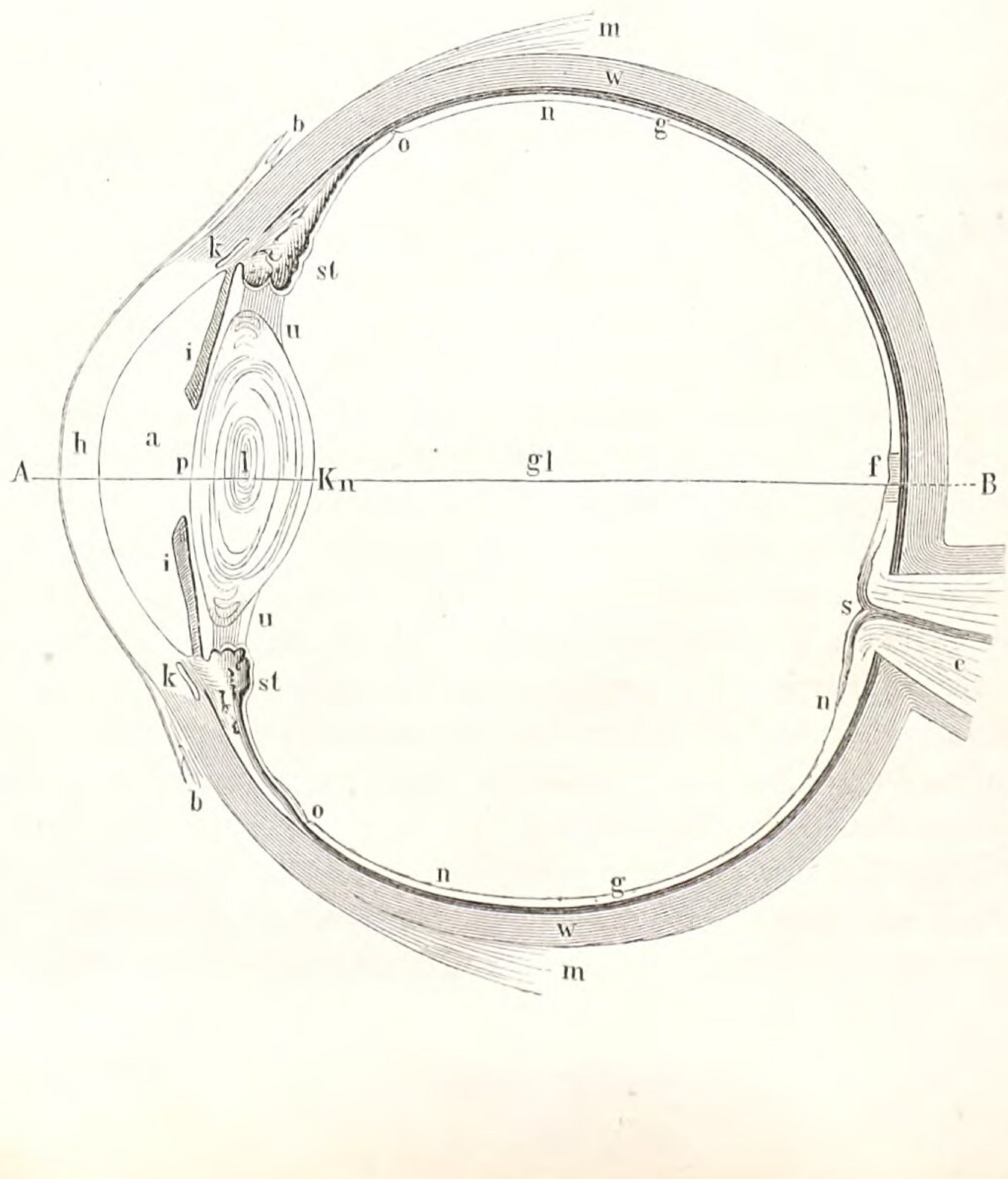


Die Grösse des Sehfeldes solcher Augen hängt natürlich von dem Winkel, den die Axen der äussersten Kegel mit einander machen, also von der Wölbung der Augen, ab. Die durchsichtige Haut, welche das ganze Auge nach Aussen hin bedeckt, die **Hornhaut**, ist gewöhnlich in **Facetten** abgetheilt, und jede einzelne Facette entspricht einem der eben besprochenen durchsichtigen Kegel. Die Zahl der Facetten eines solchen Auges ist in der Regel sehr gross; ein einziges Auge enthält oft 12 bis 20 Tausend solcher Facetten.

Nicht alle Insecten haben solche musivisch zusammengesetzte Augen, die Spinnen z. B. haben einfache linsenhaltige Augen, welche ganz so gebaut sind wie die Augen der Wirbelthiere; ja es giebt viele Insecten, welche ausser den musivisch zusammengesetzten auch noch einfache linsenhaltige Augen haben, doch lässt der Bau derselben, so wie auch ihre Stellung vermuthen, dass sie nur zum Sehen der allernächsten Gegenstände bestimmt sind.

78 **Einfache Augen mit Sammellinsen.** Auf der Netzhaut der mit Collectivlinsen versehenen Augen entsteht das Bild ganz auf dieselbe Weise, wie die Sammelbilder der gewöhnlichen Linsen; die von einem Punkte des Gegenstandes ausgehenden Strahlen, welche die Vorderfläche des Auges treffen, werden nämlich durch die durchsichtigen Medien des Auges nach einem Punkte der Netzhaut hin gebrochen. Fig 245 stellt

Fig. 245.



einen Horizontaldurchschnitt durch ein rechtes Normalauge nach einem Entwurf des Prof. Fr. Burckhardt im Dreifachen der natürlichen Grösse dar.

Der ganze Augapfel ist von einer festen, harten Haut umgeben, welche nur auf der Vorderseite *h* durchsichtig ist; dieser durchsichtige Theil wird die Hornhaut (*cornea*), der weisse undurchsichtige Theil (*w*, *w*) die harte Haut (*tunica sclerotica*) genannt; die durchsichtige Hornhaut ist stärker gewölbt als der übrige Theil des Augapfels. Hinter der Hornhaut liegt die farbige Regenbogenhaut *i*, *i* (*iris*), welche fast eben ist. In der Mitte der Regenbogenhaut bei *p* befindet sich eine kreisförmige Oeffnung, welche von vorn gesehen vollkommen schwarz (das Schwarze im Auge) erscheint; diese Oeffnung führt den Namen der Pupille. Dicht hinter der Iris und der Pupille befindet sich die Krystalllinse *l*, welche in eine durchsichtige Kapsel eingeschlossen ist. Der diese Kapsel tragende Befestigungsapparat entspringt bei *O* in Form einer einfachen, durchsichtigen elastischen Haut, welche der Innenfläche des Strahlenkörpers *st*, *st* anliegend in der Richtung nach vorn zum Linsenrande streicht und sich da in zwei Plättchen spaltet. Das vordere Plättchen, welches Strahlenplättchen oder *zonula Zinnii* heisst, setzt sich unterhalb des Linsenrandes an der Vorderfläche der Linse fort und verschmilzt mit der Linsenkapsel, das hintere Plättchen setzt sich auf die Hinterfläche der Linse fort und verschmilzt dort mit der Linsenkapsel; der zwischen beiden Plättchen und dem Linsenrande gebildete Raum heisst der Petit'sche Canal. Zwischen Hornhaut und Iris ist die mit der wässerigen Feuchtigkeit ausgefüllte vordere Augenkammer *a*, zwischen Iris und Linse die hintere Augenkammer gelegen. Den ganzen Raum hinter der Linse *gl* füllt eine durchsichtige gallertartige Substanz, die Glasfeuchtigkeit oder der Glaskörper aus.

Die Krystalllinse selbst, deren Vorderseite flacher ist als die Hinterseite, ist stärker brechend als die beiden Flüssigkeiten, zwischen denen sie sich befindet; sie besteht aus übereinander gelagerten durchsichtigen Schichten, welche sich der Kugelgestalt um so mehr nähern, je mehr man ins Innere dringt.

Ueber die Sclerotica ist im Innern des Auges die Aderhaut oder Gefässhaut (*tunica choroidea*) *g*, *g* ausgebreitet, und über dieser endlich liegt die Netzhaut (*retina*) *n*, *n*, *n*, welche nur eine Ausbreitung des Sehnerven *e* ist.

Die Netzhaut ist nach einer in letzter Zeit von Professor Boll in Rom gemachten Entdeckung nicht, wie man bis dahin glaubte, durchsichtig und farblos, sondern mit intensivem Purpur (Sehpurpur) bedeckt. Der Umstand, dass diese Färbung im Lichte sehr schnell erlischt und auch im Dunklen nach dem Tode des Individuums nicht viel länger als 24 Stunden sich erhält, hat das Vorhandensein derselben so lange übersehen lassen.

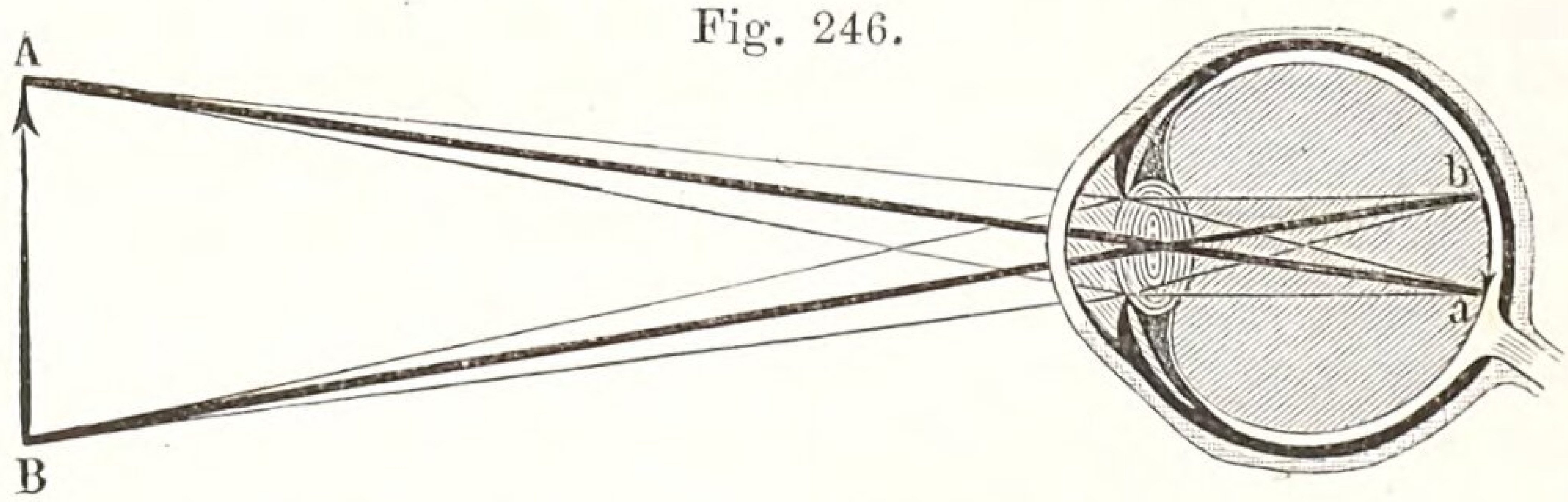
Professor Kühne in Heidelberg hat gezeigt, dass dieser Sehpurpur wie eine empfindliche photographische Platte wirkt und es ist ihm sogar

gelungen, auf der herausgenommenen Netzhaut frisch getödteter Thiere Abbildungen der vor dem Tode zuletzt gesehenen Gegenstände zu beobachten. Die Beziehungen dieses jedenfalls höchst merkwürdigen Sehpurpurs zum Sehvorgange sind noch keineswegs aufgehellt.

Wir wollen nun zunächst zeigen, wie die Abbildungen auf der Netzhaut zu Stande kommen.

Die Lichtstrahlen, welche auf das Auge fallen, treffen entweder auf den vorderen Theil der Sclerotica, das Weisse im Auge, und werden unregelmässig nach allen Seiten zerstreut; oder sie dringen durch die Hornhaut in das Auge ein; die äusseren der durch die Hornhaut eingedrungenen Strahlen fallen auf die Iris und werden nach allen Seiten hin unregelmässig zerstreut, wodurch die Farbe der Regenbogenhaut sichtbar wird. Die centralen Strahlen endlich fallen durch die Pupille auf die Linse und werden durch dieselbe nach der Retina hin gebrochen, und zwar so, dass die von einem Punkte eines äusseren Gegenstandes ausgehenden Strahlen, welche durch die Pupille gehen, in einem Punkte auf der Netzhaut wieder vereinigt werden, wie dies Fig. 246 erläutert. So

Fig. 246.

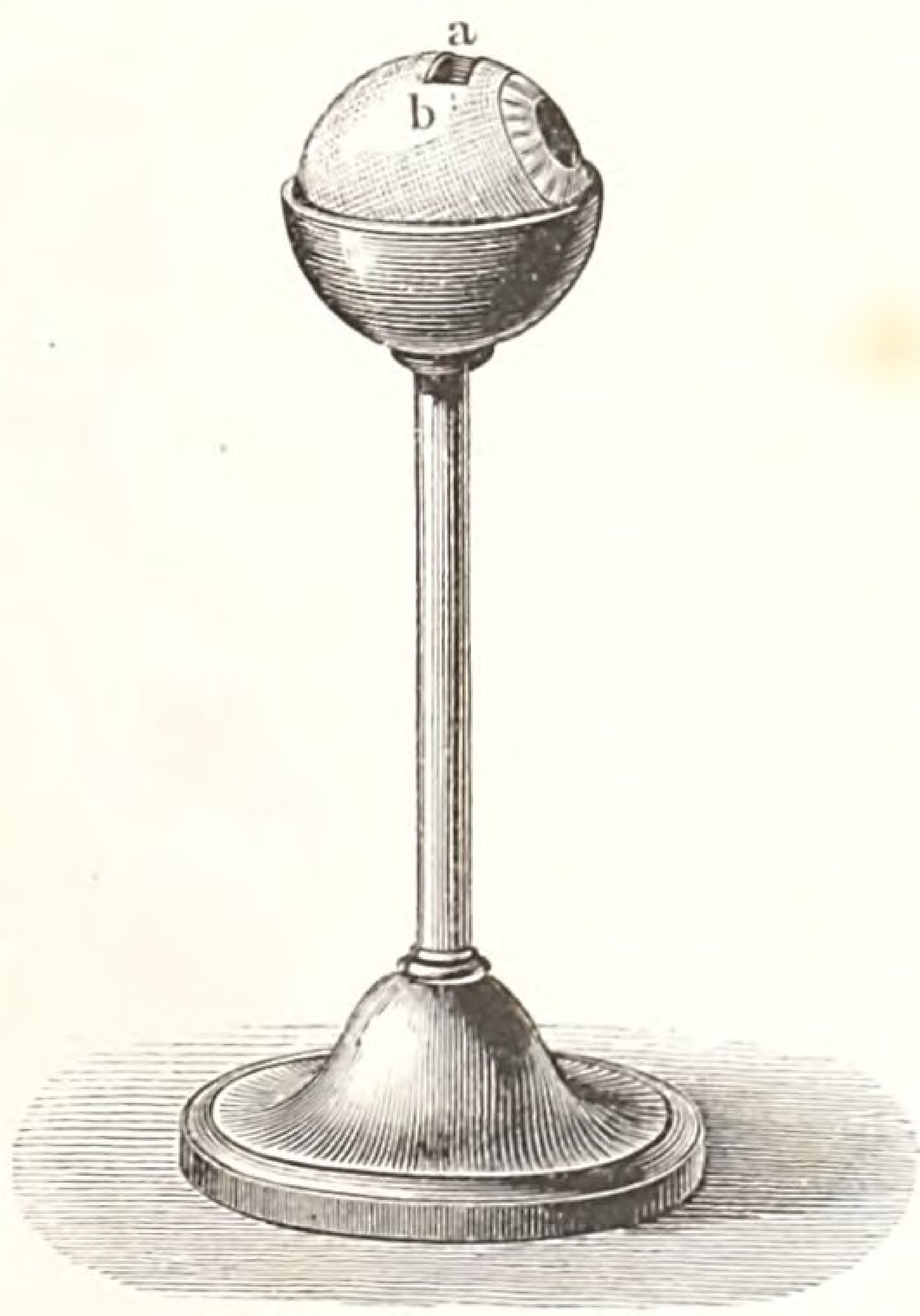


entsteht auf der Netzhaut ein verkehrtes verkleinertes Bild der vor dem Auge befindlichen Gegenstände.

Man kann sich leicht durch den Versuch an einem etwas grossen Thierauge, etwa an einem Ochsen- oder Pferdeauge, von der Existenz dieses Netzhautbildchens überzeugen; man braucht nur oben bei *b*, Fig. 247, ein viereckiges Loch in die Sclerotica zu schneiden und alles Undurchsichtige wegzunehmen, um durch diese Oeffnung auf die Netzhaut sehen zu können. Damit das Auge möglichst seine Form behalte, legt man es in die halbkugelförmige Höhlung eines Stativs, wie es die Figur zeigt. — Meist quillt die Glasfeuchtigkeit aus der Oeffnung *ab* hervor und verhindert, weil sie nicht mit ebener Fläche begränzt ist, dass man die Netzhautbildchen deutlich sehen kann. Diesen Uebelstand vermeidet man dadurch, dass man ein Glasplättchen auf die Oeffnung legt. — Das Bild der Gegenstände, auf welche das Auge gerichtet ist, sieht man bei diesem Versuche verkehrt auf der Netzhaut. Leicht lässt sich auch das Bild auf der Netzhaut weisssüchtiger Thiere, z. B. weisser Kaninchen, zeigen, bei welchen das schwarze Pigment der Aderhaut fehlt, während zugleich der hintere Theil der Sclerotica durchscheinend ist. An solchen Augen sieht man die Netzhautbilder ohne weitere Präparation.

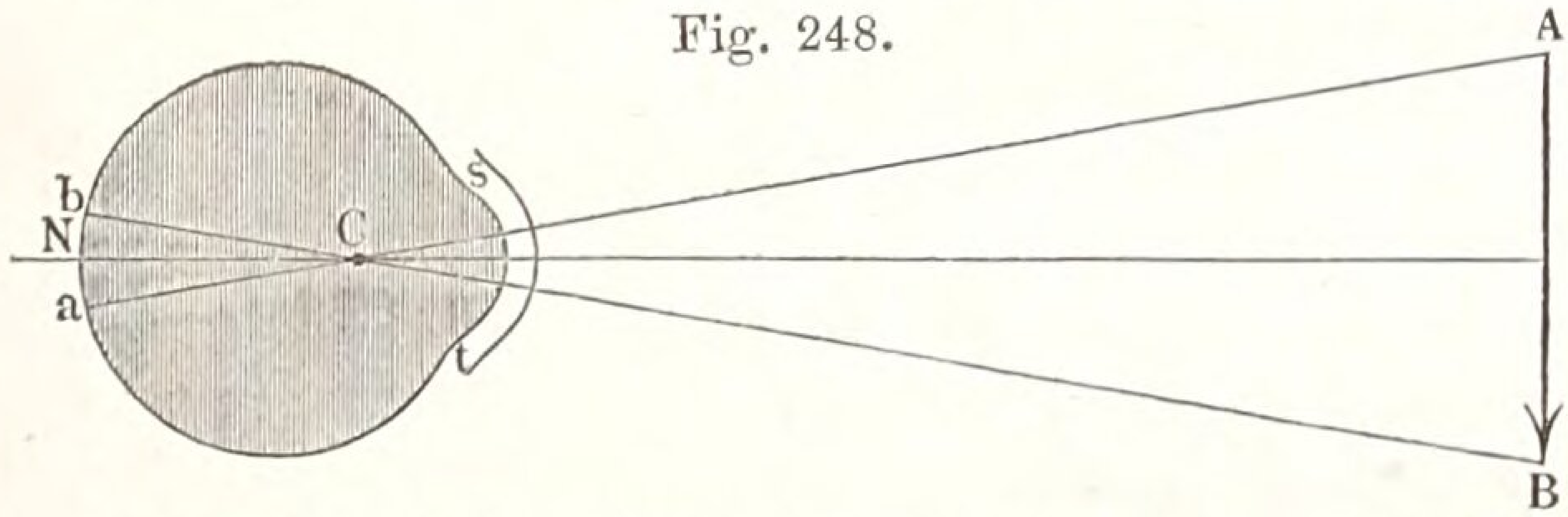
Bei den meisten numerischen Bestimmungen über den Gang der Lichtstrahlen im Auge kann man ohne merkliche Fehler statt der drei durchsichtigen Medien des Auges ein einziges substituiren, dessen Vorderfläche gleichfalls eine sphärisch convexe Krümmung hat, und welches man mit dem Namen des reducirten Auges bezeichnet. Ist der Brechungsquotient des reducirten Auges gleich dem der Glasfeuchtigkeit, nämlich 1·34, so müssen wir, wie Listing nachgewiesen hat (Wagner's Handwörterbuch der Physiologie Bd. IV, S. 495), den Krümmungshalbmesser der vorderen Fläche *st*, Fig. 248, gleich 5·1 mm und die Entfernung des Krümmungsmittelpunktes *C* von der Mitte *N* der Netzhaut gleich 15 mm annehmen, wenn das reducirte Auge die Bilder auf der Netzhaut auf dieselbe Weise entwerfen soll wie das wirkliche menschliche Auge.

Fig. 247.



Der Scheitelpunkt der Cornea des menschlichen Auges, deren Krümmungshalbmesser 8 mm beträgt, liegt um 2·3 mm weiter von der Netzhaut weg, als der Scheitelpunkt der Vorderfläche des reducirten Auges, wie dies auch in Fig. 248 angedeutet ist.

Fig. 248.



Es ist klar, dass die Axen aller Strahlenbündel, welche von einem Punkte des Gegenstandes *AB* ausgehend durch das reducirte Auge wieder in den entsprechenden Punkten des Bildes *ab* auf der Netzhaut vereinigt werden, durch den Krümmungsmittelpunkt *C* der Vorderfläche *st* gehen müssen. In *C* kreuzen sich also die Axen aller in das Auge eindringenden Strahlenbündel, weshalb Volkmann diesen Punkt den Kreuzungspunkt nennt. Listing nennt ihn den Knotenpunkt. Eigentlich sind zwei solcher Knotenpunkte vorhanden (s. §. 34, S. 131), welche aber so nahe aneinander liegen, dass man Einen dafür setzen kann.

In Fig. 245 ist die Stelle des wirklichen Auges, auf welche der Kreuzungspunkt fällt, durch *kn* bezeichnet; der Knotenpunkt liegt also nahe vor der Hinterfläche der Krystalllinse.

Ohne weiter auf den anatomischen Bau der Netzhaut einzugehen, muss noch bemerkt werden, dass die Eintrittsstelle des Sehnervs s, Fig. 245, von welcher aus sich die Nervenfasern nach den übrigen Theilen der Netzhaut verbreiten, für den Lichteindruck unempfindlich ist und deshalb als blinder Punkt (*punctum coccum*) bezeichnet wird.

Um sich von der Existenz des blinden Punktes zu überzeugen, kann man folgenden Versuch anstellen. Man zeichne auf ein Blatt weissen Papiers zwei schwarze Punkte *a* und *b*, Fig. 249 (die Figur kann direct zum Versuche dienen), von circa 6 mm Durchmesser in einem gegen-

Fig. 249.



seitigen Abstande von 6 bis 9 cm. Schliesst man nun das linke Auge, fixirt mit dem rechten Auge den linken Punkt *a* und geht nun mit demselben in verschiedene Entfernungen vom Papier, so wird man leicht eine Entfernung finden, bei welcher man den Punkt *b* gar nicht sieht. Damit der Versuch gelinge, ist erforderlich, dass die Axe des Auges fest auf *a* gerichtet bleibe und nicht nach *b* abschweife.

Die Ausdehnung des blinden Punktes ist nicht unbedeutend, sie beträgt in horizontaler Richtung (im Aequator des Auges) einen Gesichtswinkel von 6^0 und in vertikaler Richtung (im Meridian) einen Winkel von 8^0. Es passt demnach besser, von einem blinden Fleck, statt von einem blinden Punkt zu sprechen.

Eine zweite, optisch höchst wichtige Stelle der Netzhaut ist der nach seiner Färbung im leblosen Zustande sogenannte gelbe Fleck (*fovea centralis retinae*), Fig. 245 *f*, welcher dort liegt, wo die Augenaxe die Netzhaut trifft. In der Mitte dieser sonst etwas verdickten Stelle befindet sich ein Grübchen, die Netzhautgrube, wo die Membran sehr dünn ist, weil hier ihre Zusammensetzung auf diejenigen Elemente beschränkt ist, die zum genauen Sehen unbedingt nöthig sind. Diese Stelle ist deshalb sehr wichtig, weil sie die Stelle der feinsten Raumunterscheidung ist. Nur der auf den gelben Fleck fallende Theil des Netzhautbildes wird scharf, alle übrigen Theile desselben werden um so ungenauer gesehen, je weiter sie nach den Gränzen der Netzhaut hin fallen. So gleicht, sagt Helmholtz, das Gesichtsfeld, das wir durch das Auge erhalten, einer Zeichnung, in welcher der mittlere Theil sehr fein und sauber ausgeführt, die Umgebung aber nur grob skizzirt ist.

Der Durchmesser der Netzhautgrube entspricht im Gesichtsfelde ungefähr einem Gesichtswinkel von 1^0, d. h. einer Grösse, unter welcher wir den Nagel unseres Zeigefingers sehen, wenn wir die Hand möglichst vom Auge entfernen. Wenn wir aber auch in jedem einzelnen Augenblicke nur einen sehr kleinen Theil des Gesichtsfeldes genau sehen, so sehen wir ihn doch im Zusammenhang mit seiner Umgebung und da wir in jedem Augenblicke das Auge auf irgend eine benachbarte Stelle richten können, so erhalten wir dadurch einen genauen Anblick eines grösseren Theils des Gesichtsfeldes. Nur sehr kleine Gegenstände bleiben bei ungenügender Helligkeit unsichtbar, wenn ihr Bild nicht gerade auf den gelben Fleck fällt. So hält es oft schwer, in der Dämmerung die Venus oder den Jupiter aufzufinden. Ist dies aber einmal geschehen, so sehen wir diese Gestirne vollkommen deutlich. Aehnlich geht es beim Aufsuchen von entfernten Schiffen am Meereshorizonte.

Von allen künstlichen Instrumenten ist das Auge durch sein sehr grosses Gesichtsfeld ausgezeichnet, welches von rechts nach links 160^0, von oben nach unten 120^0 für das einzelne Auge umfasst, für beide Augen zusammen aber in horizontaler Richtung über 180^0 beträgt.

Accommodation. Deutliche und normale Sehweite. Scheiner's Versuch. 79 Wir haben schon oben gesehen, dass das Bild einer Linse seine Lage ändert, wenn der Gegenstand genähert oder entfernt wird; das Bild entfernt sich nämlich um so mehr von der Linse, je näher der Gegenstand heranrückt. Da nun das Auge ganz ähnlich wirkt wie eine Linse, und da wir die Gegenstände nur dann scharf sehen können, wenn auf der Netzhaut ein scharfes Bild derselben entsteht, so sollte man meinen, dass wir nur in einer bestimmten Entfernung die Gegenstände deutlich sehen könnten; doch zeigt die Erfahrung das Gegentheil; ein normales Auge kann Gegenstände deutlich sehen, die diesseits oder jenseits einer Entfernung von 25 cm gelegen sind; das Auge muss also offenbar die Fähigkeit haben, sich den verschiedenen Entfernungen zu accommodiren.

Man kann dies auch durch einen ganz einfachen Versuch darthun: Man mache auf eine durchsichtige Glastafel einen kleinen schwarzen Fleck und halte die Tafel ungefähr 25 cm weit von dem (entweder normalen oder durch eine Concavbrille normal gemachten) Auge, so kann man willkürlich den Fleck, oder durch die Glastafel hindurch die entfernteren Gegenstände deutlich sehen. Sieht man die entfernten Gegenstände deutlich, so erscheint der Fleck neblig und unbestimmt, umgekehrt aber erscheinen die fernen Gegenstände verwaschen, wenn man den Fleck deutlich sieht.

Cramer hat durch Beobachtung der Spiegelbildchen, welche die Vorderfläche und die Hinterfläche der Linse von einer seitlich vom Auge aufgestellten Kerzenflamme geben, den Beweis geliefert, dass beim Nahesehen die vordere Fläche der Krystalllinse etwas stärker gewölbt und

dass sie dabei zu gleicher Zeit etwas nach vorn geschoben wird. Die Accommodationsfähigkeit des Auges hat also ihren Grund in kleinen Gestaltsveränderungen der Linse, welche durch entsprechende Muskeln bewirkt werden.

Ein Beweis für die Richtigkeit dieser Ansicht liegt auch darin, dass Augen, aus welchen bei einer Staaroperation die Linse entfernt worden ist, die Accommodationsfähigkeit fast gänzlich verloren haben. Ein mit normalem Auge begabter Maler kann das Auge, welches eben die Linien ferner Gebirgszüge beobachtete, auf das in der normalen Sehweite befindliche Papier wenden und auf demselben mit dem Bleistift die in der Ferne gesehenen Conturen entwerfen. Ein operirtes Auge, welches mit Hilfe einer passenden Sammellinse die fernen Gebirgszüge verfolgen kann, ist nicht im Stande, die Bleistiftspitze auf dem nahen Papier zu unterscheiden und das Gesehene zu zeichnen, wenn nicht zu diesem Zweck eine stärkere Linse vor das Auge gebracht wird.

Es giebt für jedes Auge ein Minimum der Entfernung, über welches hinaus man die Gegenstände nicht nähern darf, wenn sie noch scharf und deutlich sichtbar sein sollen.

Nähert man nämlich einen Punkt dem Auge noch mehr, so kann dasselbe die von diesem Punkte ausgehenden Strahlen nicht mehr auf der Netzhaut vereinigen, den Punkt selbst also nicht mehr deutlich sehen, da statt desselben ein Zerstreuungskreis entsteht. Der am nächsten gelegene Punkt, bei welchem dies noch möglich ist, heisst der Nahepunkt. Er ist bei normalem Auge ungefähr 10 bis 15 cm entfernt. Dem entsprechend nennt man Fernpunkt den am weitesten entfernten Punkt, dessen Strahlen das Auge noch auf der Netzhaut vereinigen kann. Da nun ein normales Auge auch parallele Strahlen zu vereinigen vermag, so ist für dieses der Fernpunkt in unendlicher Entfernung anzunehmen.

Die Strecke zwischen Nahepunkt und Fernpunkt heisst das Accommodationsgebiet. Innerhalb desselben liegt der Punkt, dessen Abstand vom Auge deutliche Sehweite genannt wird. Es ist die Distanz, in welcher ein Auge gewöhnliche Druckschrift am bequemsten zu lesen vermag. Diese deutliche Sehweite ist für verschiedene Augen verschieden. Bei einem normalen Auge ist sie im Mittel etwa auf 25 cm anzusetzen und diesen Abstand nennen wir die mittlere oder normale Sehweite. Die normale Sehweite ist also gleich der deutlichen Sehweite eines normalen Auges. Dieselbe darf nicht mit der „kleinsten deutlichen Sehweite“ verwechselt werden.

Macht man mit der Stecknadel ein feines Loch in ein Kartenblatt und hält es dicht vor das Auge, so wird man durch dasselbe einen ganz nahe gehaltenen kleinen Gegenstand, etwa ein etwas grösseres mikroskopisches Object (ein Flohpräparat z. B.) ziemlich scharf sehen, während man ihn nach Entfernung des Kartenblattes nicht mehr zu unterscheiden vermag. Der Grund liegt darin, dass von einem Punkte des ganz nahen Gegenstandes aus nur in einer einzigen Richtung durch die feine Oeff-

nung Strahlen ins Auge dringen können, und diese werden auch nur in einem Punkte die Netzhaut treffen, während sich auf ihr ein Zerstreuungskreis bildet, wenn das Kartenblatt entfernt ist.

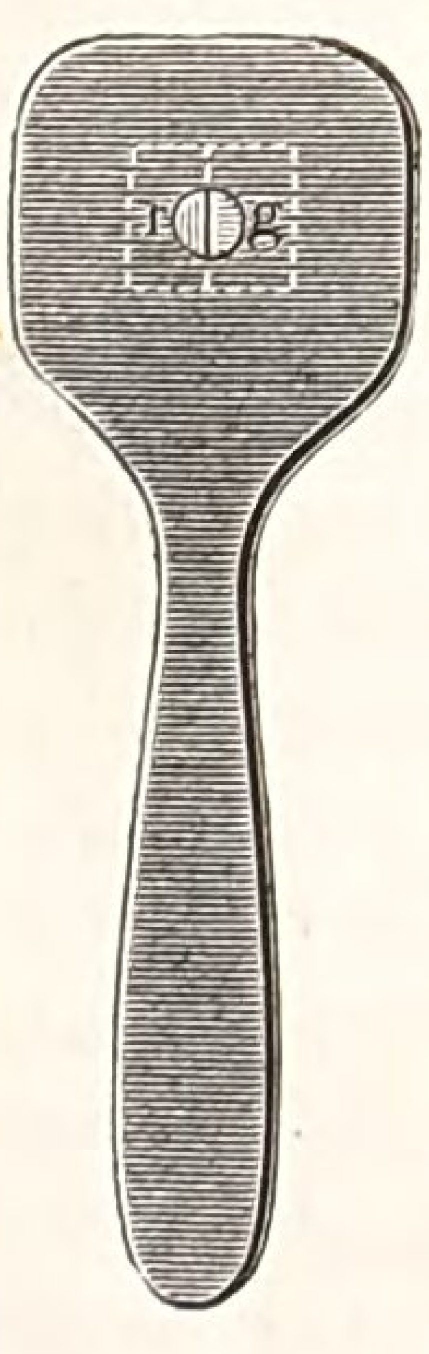
Hierher gehört auch der interessante und lehrreiche Versuch des Pater *Scheiner* (oculus sive fundamentum opticum etc. 1652). Wenn man in ein Kartenblatt *zwei* feine Nadellöcher macht, deren Entfernung von einander kleiner sein muss als der Durchmesser der Pupille, und die Oeffnungen dicht vor das Auge hält, so sieht man einen kleinen Gegenstand, etwa eine Stecknadel, die man innerhalb der Sehweite vor die Löcher hält, *doppelt*. Von dem kleinen Gegenstande gelangen nämlich nur zwei ganz feine Strahlenbündel durch die beiden Löcher ins Auge; diese beiden Strahlen convergiren aber nach einem Punkte, der *hinter* der Netzhaut liegt, sie treffen also die Netzhaut in *zwei verschiedenen Punkten*; es sind dies zwei isolirte Punkte des Zerstreuungskreises, welcher auf der Retina entstehen würde, wenn man die übrigen Strahlen nicht durch das Kartenblatt auffinge.

Wenn man den kleinen Gegenstand mehr und mehr entfernt, so nähern sich die beiden Bilder, um ganz zusammenzufallen, wenn man den Gegenstand bis auf die *Weite des deutlichen Sehens* entfernt hat.

Wird der Gegenstand noch über die Weite des deutlichen Sehens hinaus entfernt, so bleibt das Bild einfach, bis die Entfernung so gross geworden ist, dass sich das Auge für dieselbe nicht mehr accommodiren kann. Eine solche *äussere* Gränze der Accommodationsfähigkeit giebt es jedoch nur für kurzsichtige, nicht für fernsichtige Augen.

A. *Steinhauser* hat den *Scheiner*'schen Versuch durch Construction eines einfachen Instrumentchens, wovon Fig. 250 eine Abbildung in halber Grösse darstellt, noch weiter vervollkommnet. Die ungefähr 5 mm im Durchmesser betragende kreisförmige Oeffnung in der Mitte des Plättchens ist zur Hälfte mit rothem, zur Hälfte mit grünem Glase überdeckt, so dass die Gränze beider vertikal steht. Sieht man durch die kreisförmige Oeffnung hindurch und zwar so, dass die mit Kitt ausgefüllte schmale Fuge zwischen den beiden Gläsern die Pupille halbirt, so erblickt man eine nicht in der deutlichen Sehweite gehaltene Nadel doppelt und zwar bei der hier gewählten Anordnung *links roth* und *rechts grün*, wenn die Nadel sich *innerhalb* der deutlichen Sehweite befindet, dagegen *links grün* und *rechts roth*, wenn sie sich *ausserhalb* derselben befindet. In der deutlichen Sehweite erscheint die Nadel *schwarz*. Eine *Spalte* erscheint dabei in entgegengesetzter Farbenanordnung, was leicht zu erklären, da man dieselbe als Zwischenraum zwischen zwei Nadeln ansehen kann.

Fig. 250.



Einer praktischen Anwendung des Scheiner'schen Versuches werden wir nächstens beim Optometer von Stampfer begegnen.

80 **Refractionsanomalien des Auges. Optometer, Brillen.** Nicht alle Augen besitzen das oben angegebene Vermögen, alle Lichtstrahlen auf der Netzhaut vereinigen zu können, welche von irgend einem mehr als 10 bis 15 cm entfernten Punkte ausgehen. Es fehlt dann entweder an der Brechkraft des Auges oder an der Accommodationsfähigkeit. Um erstere zu prüfen, lässt man das Auge auf einen entfernten Gegenstand, der mindestens 5 bis 7 m vom Auge absteht, richten und untersucht, ob die von Einem Punkte in dieser Distanz ausgehenden Strahlen auf der Netzhaut sich vereinigen, was daran zu erkennen ist, dass die Umrisse der Gegenstände scharf erscheinen. Dabei muss das Auge frei von Accommodation, d. h. auf parallele Strahlen accommodirt sein. (Am sichersten schliesst man eine Accommodation durch Einträuflung von Atropin in das Auge aus.) Sieht ein solches Auge unter solchen Umständen scharfe Umrisse, so ist es von normaler Brechkraft. Vereinigen sich die Strahlen vor der Netzhaut, so leidet es an Kurzsichtigkeit oder Myopie, liegt der Vereinigungspunkt hinter der Netzhaut, so ist Weitsichtigkeit oder Hypermetropie vorhanden. Myopie und Hypermetropie sind demnach Refractionsanomalien des dioptrischen Apparates. Ihr Vorhandensein wird durch Zerstreuungskreise um jeden Punkt, also durch unscharfe Bilder verrathen; ob die eine oder die andere Anomalie vorhanden, ist in jedem Falle leicht, z. B. mittelst Brillengläsern, zu prüfen.

Unter Uebersichtigkeit oder Presbyopie versteht man ein im vorgerückten Alter häufig eintretendes Unvermögen, Gegenstände, die näher als 21 cm liegen, genau zu unterscheiden. Dabei ist jedoch nicht eine Refractionsanomalie, sondern Mangel an Accommodationsfähigkeit der Grund, während bei der eigentlichen Weitsichtigkeit oder Hypermetropie die Accommodationsfähigkeit gar nicht ins Spiel kommt, sondern nur die anomale, nämlich zu geringe, Brechkraft des Auges als Ursache auftritt.

Das einfachste Mittel, die Fernsichtigkeit und Kurzsichtigkeit zu verbessern, besteht darin, dass man eine feine, etwa in ein Kartenblatt gemachte Oeffnung dicht vor das Auge hält. Durch dieses Mittel, welches schon in dem bisher Gesagten seine Erklärung gefunden hat, wird die Schärfe des Bildes freilich auf Kosten der Helligkeit hergestellt.

Ein zweites Mittel sind die Brillengläser, und zwar wendet man bei kurzsichtigen Augen Concavgläser, bei fernsichtigen Convexgläser an. Bei einem kurzsichtigen Auge fallen die Bilder ferner Gegenstände vor die Netzhaut, und das Auge hat nicht das Vermögen, sich so zu accommodiren, dass sie auf die Netzhaut selbst gebracht würden; man verändert deshalb das Refractionsvermögen des Auges durch vorgesetzte Concavgläser in der Weise, dass die ins Auge gelangenden Strahlen stärker divergiren, und macht dadurch ihre Vereinigung auf der Netzhaut möglich.

Bei fernsichtigen Augen fällt das Bild naher Gegenstände hinter die Netzhaut, ohne dass das Auge im Stande ist, sich diesem Refractionsvermögen zu accommodiren; man wendet deshalb Convexgläser an, um die Strahlen im Auge convergenter zu machen und dadurch ihren Vereinigungspunkt auf die Netzhaut zu bringen.

Je nachdem ein Auge mehr oder weniger kurzsichtig oder weitsichtig ist, muss man stärkere oder schwächere Linsen anwenden; man wählt die Gläser so, dass die Weite des deutlichen Sehens, welche entweder grösser oder kleiner ist, als bei einem ganz normalen Auge, durch Mitwirkung der Linsen ebenfalls 20 bis 25 cm, also eben so gross wird als bei einem guten Auge.

Die erforderliche Brennweite des Brillenglases kann auf folgende Weise berechnet werden.

Wir denken uns das dioptrische System des Auges als Linse von der Brennweite f_1, ein Gegenstand befinde sich davor in der deutlichen Sehweite dieses Auges $= d$, welche von der normalen Sehweite D im Allgemeinen verschieden ist. Eine vorgesetzte Linse von der Brennweite f_2 habe die Wirkung, dass das ganze System eine Brennweite $= F$ erhält und ein im Abstande D befindliches Object deutlich gesehen wird. Bezeichnen wir den Abstand der Netzhaut von der Augenlinse als Bildweite mit b, so gelten nach §. 29, S. 107 zunächst folgende Gleichungen:

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{d}$$

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{F} - \frac{1}{D}.$$

Nach §. 35, S. 132 ist aber

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

Setzt man diesen Werth in der zweiten Gleichung unter und verbindet sie mit der ersten, so kommt

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{D} - \frac{1}{d},$$

woraus

$$f_2 = \frac{d\,D}{d - D}$$

folgt. Das heisst in Worten so viel als: durch eine Linse von der Brennweite f_2 sieht ein Auge von der deutlichen Sehweite d einen Gegenstand deutlich, der im Abstande D sich befindet.

D ist hier stets $= 25$ cm zu setzen.

Für ein normales Auge ist $d = D$, also $f_2 = \infty$, d. h. es ist keine Brille nöthig.

Für ein kurzsichtiges Auge ist $d < D$, also f negativ, d. h. man braucht eine Concavlinse.

Für ein weitsichtiges Auge ist $d > D$, also f positiv, d. h. es ist eine Convexlinse erforderlich. Die Grösse der Brennweite folgt aus

$$f_2 = \frac{25\,d}{d - 25}.$$

Man kann also mittelst dieser Formel leicht die Brennweite des erforderlichen Brillenglases berechnen, wenn nur die deutliche Sehweite d bekannt ist. Die letztere kann, wie wir gesehen haben, mittelst des Scheiner'schen Versuchs ausgemittelt werden, wobei man sich eines Instrumentes bedient, welches von Stampfer construirt ist und Optometer genannt wird.

Das Optometer besteht in seiner einfachsten Ausführung aus zwei in einander verschiebbaren Röhren, welche an den entgegengesetzten Enden durch dünne Blechplatten verschlossen sind. Eine dieser Platten hat in der Mitte zwei parallele feine Spalten, die andere eine einzige mit den anderen parallele Spalte. Durch eine Führung wird vorgesorgt, dass beim Ausziehen dieser Parallelismus erhalten bleibt. Schaut man nun durch die zwei Spalten gegen die eine Spalte, so hat man die Bedingungen des Scheiner'schen Versuchs und es liefert somit der Abstand der Röhrenenden direct die gesuchte deutliche Sehweite. Die innere Röhre trägt eine Eintheilung, welche diesen Abstand ablesen lässt, oder, was noch bequemer ist, die Eintheilung ist so beziffert, dass sie unmittelbar die Werthe f_2 nach obiger Formel, d. i. die erforderliche Brennweite des Brillenglases, ablesen lässt, welche vom Auge benöthigt wird. Da die Brillengläser früher und vielfach noch jetzt mit Nummern bezeichnet werden, welche ihre Brennweite in Zollen ausdrücken, so ist auch die Eintheilung meist noch in diesem Maasse ausgeführt.

Ein Optometer der angegebenen Art ist für sehr weitsichtige Augen nicht mehr brauchbar, wenn man es nicht unbequem lang macht. Durch Einsetzung einer Ocularlinse hinter die Spalten lässt sich dasselbe jedoch bedeutend verkürzen und dadurch bequemer machen. Es braucht wohl keiner weiteren Erklärung, um einzusehen, dass nach Einsetzung einer Convexlinse die anvisirte Spalte in grösserer Nähe einfach erscheinen wird; darauf muss dann natürlich auch bei der Eintheilung der inneren Röhre die entsprechende Rücksicht genommen werden.

Auch beim Optometer lässt sich mit Vortheil die Steinhauser'sche Modification des Scheiner'schen Versuches (§. 79, Seite 307) in Anwendung bringen.

81 **Achromatismus des Auges.** Lange Zeit hielt man das Auge für vollkommen achromatisch und darauf sich stützend stellte Euler die Behauptung auf, dass es möglich sein müsse, achromatische Fern-

rohre zu construiren, da ja die Natur im Auge einen achromatischen Apparat hergestellt habe.

Genauere Untersuchungen haben aber dargethan, dass das Auge keineswegs ganz achromatisch ist und dass seine Farbenzerstreuung im weissen Lichte nur deshalb nicht merklich wird, weil die von den äussersten Farben des Spectrums, Roth und Violett, entworfenen Bilder neben den lichtstarken gelben, grünen und hellblauen nicht sehr merklich werden. Um die Farbenzerstreuung des Auges merklich zu machen, muss man also die mittleren Strahlen des Spectrums, also namentlich Gelb und Grün entfernen, während Roth, Blau und Violett noch übrig bleiben. Es geschieht dies, wenn man eine weisse Lichtquelle, etwa eine Kerzenflamme, durch eine entsprechend concentrirte Lösung von Chromalaun oder durch ein hinlänglich dunkles blaues (durch Kobaltoxyd gefärbtes) Glas betrachtet. Bei grösserer Entfernung, etwa 30 bis 60 m, sieht man eine rothe Flamme, welche von einem blau-violetten Schein umgeben ist (entsprechend dem in Fig. 171 S. 194 dargestellten Falle, dass der Schirm in R angebracht ist). Nähert man sich aber der Kerze bis auf die Weite des deutlichen Sehens, oder auch noch etwas mehr, so erblickt man eine blau-violette Flamme mit einem schwachen rothen Rande (entsprechend dem Falle, dass der Schirm in V, Fig. 171, angebracht ist). Dass hier der rothe Rand bei weitem nicht so merklich ist, wie der blaue Rand bei grösserem Abstand der Lichtquelle, rührt daher, dass das Kobaltglas neben vielen blauen und violetten Strahlen nur wenig Roth durchlässt. Man kann übrigens den rothen Rand etwas merklicher machen, wenn man vor die Flamme einen Schirm mit einem ohngefähr 2 mm breiten Spalt hält und die Flamme durch diesen Spalt betrachtet. Man sieht dann einen blau-violetten Streifen auf beiden Seiten mit einem rothen Saume eingefasst.

Beziehungen zwischen den Empfindungen des Auges und der Aussenwelt. 82 Der Act des Sehens beruht lediglich darauf, dass die Affectionen der Nervenhaut auf eine uns freilich unerklärliche Weise zum Bewusstsein kommen. Eigentlich nehmen wir also nur einen bestimmten Zustand, eine gewisse Affection der Netzhaut wahr; dass wir aber diese Wahrnehmung nach aussen verlegen, dass wir die Netzhautbilder gleichsam in Anschauungen der Aussenwelt verwandeln, ist Sache eines unmittelbaren Urtheils; in diesem Urtheile haben wir durch fortwährende übereinstimmende Erfahrungen eine solche Sicherheit erlangt, dass wir die Netzhaut gar nicht als wahrnehmendes Organ empfinden, dass wir die unmittelbaren Empfindungen mit dem verwechseln, was nach unserem Urtheile die Ursache derselben ist. Diese Substitution des Urtheils für die Empfindung geschieht ganz unwillkürlich, sie ist uns so zu sagen zur anderen Natur geworden.

Da wir überhaupt für die Empfindung auf der Netzhaut eine Vorstellung der Aussenwelt setzen, so substituiren wir auch für jedes Netz-

hautbild einen Gegenstand ausser uns. Dass wir den Gegenstand, welcher einem bestimmten Netzhautbildchen entspricht, nach einer bestimmten Richtung hin suchen, ist aber sicherlich ebenso das Resultat fortgesetzter consequenter Erfahrung, wie das nach Aussen Wirken des Gesichtssinnes überhaupt.

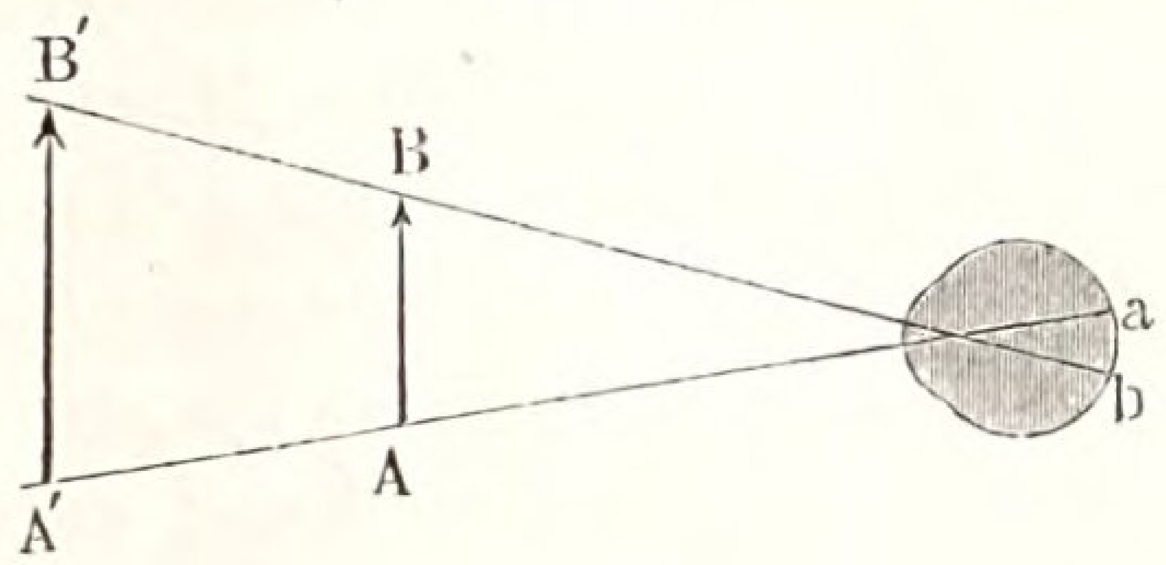
Es ist oben gezeigt worden, dass von den äusseren Gegenständen auf der Netzhaut verkleinerte und verkehrte Bilder entstehen, und es ist deshalb die Frage aufgeworfen worden, warum wir nicht alle Dinge verkehrt sehen? Diese Frage findet nun in den eben angestellten Betrachtungen ihre genügende Antwort; zu dem Bewusstsein, dass überhaupt ein Netzhautbild existirt, dass ein Bildchen auf dem oberen oder unteren Theile der Netzhaut liegt, dass es sich auf der rechten oder linken Seite derselben befindet, gelangen wir erst durch optische Untersuchungen; die Empfindung der Nervenhaut kommt nicht als solche zum Bewusstsein, sondern sie wird unwillkürlich nach einer bestimmten Richtung nach aussen hin projicirt, und zwar in derjenigen Richtung, in welcher sich die Gegenstände befinden, welche die Netzhautbilder veranlassen. Nach dieser Richtung hin finden wir aber die Gegenstände auch durch andere sinnliche Wahrnehmungen, z. B. durch den Tastsinn, es besteht also zwischen den verschiedenen sinnlichen Wahrnehmungen in Beziehung auf die Ortsbestimmung die vollkommenste Harmonie.

Mit der durch das Gesichtsorgan vermittelten Vorstellung der ausser uns befindlichen Dinge verbinden wir auch eine Vorstellung von ihrer Grösse und Entfernung. Die Bildchen auf der Netzhaut liegen neben einander, und wenn wir die entsprechenden Gegenstände nicht als unmittelbar neben einander, sondern auch hinter einander befindlich erkennen, kurz, wenn wir uns von der flächenhaften Wahrnehmung zu einer Vorstellung der Tiefe des Raumes erheben, so ist das nicht Sache der Empfindung, sondern des Urtheils. Das Kind hat noch keine Vorstellung von den Entfernungen, es greift nach dem Monde, wie es nach Dingen in seiner Umgebung greift. Die Vorstellung von der Tiefe des Sehraums erhalten wir erst dadurch, dass wir uns im Raume bewegen, dass sich die gegenseitige Lage der Bilder bei dieser Bewegung ändert und dass wir durch unsere eigene Ortsveränderung einen Begriff von der Entfernung der Gegenstände bekommen.

Die scheinbare Grösse der Gegenstände hängt von der Grösse des Netzhautbildchens ab. Denken wir uns von den beiden Endpunkten eines Netzhautbildchens Linien nach den entsprechenden Endpunkten des Gegenstandes gezogen, so schneiden sich diese Linien im Kreuzungspunkte unter einem Winkel, den man den Sehwinkel nennt; die Grösse dieses Winkels ist aber der Grösse des Netzhautbildes proportional; man kann deshalb auch sagen, dass die scheinbare Grösse der Gegenstände von der Grösse des Sehwinkels abhängt, unter welchem sie erscheinen. Zwei Gegenstände von verschiedener Grösse, wie AB und $A'B'$, Fig. 251,

können gleiche scheinbare Grösse haben, wenn ihre Grösse ihrer Entfernung vom Auge proportional ist; verschiedene Gegenstände also, deren Grösse sich verhält wie 1 : 2 : 3 u. s. w., werden in einfacher, doppelter, dreifacher Entfernung unter gleich grossem Gesichtswinkel erscheinen.

Fig. 251.



Unser Urtheil über die wahre Grösse der Gegenstände und ihre Entfernung wird erst durch fortgesetzte Erfahrung erlangt und kann durch Uebung einen bewundernswürdigen Grad von Sicherheit erreichen.

Zur Schätzung der Entfernungen bieten uns die theilweise bekannten Grössen einzelner Gegenstände, die grössere oder geringere Menge von Einzelnheiten, welche wir an ihnen zu unterscheiden im Stande sind, ja selbst deren scheinbare Geschwindigkeit einen wesentlichen Anhaltspunkt. Wenn wir auf der Landstrasse einen Menschen, ein Pferd u. s. w. sehen, so können wir aus der annähernd bekannten wahren Grösse in Verbindung mit der scheinbaren Grösse, unter welcher wir sie eben wahrnehmen, auf ihre Entfernung schliessen. In der Landschaft bieten uns Häuser, Bäume u. s. w. Anhaltspunkte zur Schätzung der Abstände dar. In sehr grosser Entfernung erscheint uns ein Haus nur als ein heller Fleck; nähern wir uns demselben, so werden alsbald die Fenster als dunkle Punkte in der hellen Wand erkennbar; nähern wir uns noch mehr, so können wir das Fensterkreuz, endlich sogar die einzelnen Fenstersprossen unterscheiden. — Ueber eine gewisse Entfernung hinaus können wir einzelne Blätter eines Baumes, noch ferner können wir die Stämme der Bäume eines Waldes nicht mehr unterscheiden u. s. w.

Von wesentlichem Einfluss auf die Schätzung der Entfernungen in der Landschaft ist auch noch die Luftperspective, d. h. ein gewisser Duft, welcher die entfernteren Gegenstände verschleiert und dadurch die Schärfe der Contouren sowohl als auch die Stärke der Contraste zwischen Licht und Schatten vermindert, welche nur im Vordergrunde in voller Kraft auftreten.

Aus der Entfernung, in welcher wir einen Gegenstand vermuthen, schliessen wir immer wieder umgekehrt auf seine Grösse. Da wir es aber hier nicht mit Messungen, sondern nur mit Schätzungen zu thun haben, da die Ausgangspunkte unserer Vergleichungen selbst mehr oder weniger unsicher sind, so ist es nicht zu verwundern, wenn unserm Urtheil über Grösse und Entfernung mannigfache Täuschungen unterlaufen.

Bei gleichem Sehwinkel halten wir einen Gegenstand für um so grösser, je weiter wir ihn von uns entfernt glauben. Wenn uns bei duftigem nebligem Wetter die Einzelnheiten auf benachbarten Bergen verschwinden, so bewirkt dies, dass wir sie unwillkürlich für weiter entfernt halten, und da sie uns noch immer unter gleichem Gesichtswinkel erscheinen, dass sie uns höher scheinen als gewöhnlich. Umgekehrt

scheinen uns die Berge näher gerückt und niedriger, wenn die Luft sehr durchsichtig ist und wir Details zu unterscheiden im Stande sind, welche wir gewöhnlich nicht sehen.

Der Sehwinkel, unter welchem uns der Mond beim Aufgange oder Untergange erscheint, ist nicht grösser, als wenn er hoch am Himmel steht, dessen ungeachtet erscheint uns der auf- oder untergehende Mond grösser. Es kommt dies daher, dass zur Zeit des Auf- oder Unterganges die vom Monde zu uns gelangenden Lichtstrahlen einen ungleich längeren Weg durch die Atmosphäre zurückzulegen haben, als wenn der Mond hoch am Himmel steht; im letzteren Falle sehen wir ihn also schärfer begränzt, die dunklen Flecken auf demselben erscheinen uns deutlicher, wir halten ihn deshalb unwillkürlich für näher, und in Folge dessen für kleiner, als wenn wir ihn noch am Horizont erblicken, wo er uns lichtschwächer und weniger scharf begränzt erscheint und wo die Flecken fast ganz verschwinden.

Bei der Beurtheilung des Abstandes sehr naher Gegenstände ist das Sehen mit zwei Augen von wesentlichem Einfluss, wie wir im nächsten Paragraphen sehen werden.

Wenn ein Gegenstand noch gesehen werden soll, so darf der Gesichtswinkel, unter welchem er erscheint, nicht unter einer gewissen Gränze liegen, die sehr von der Erleuchtung und der Farbe des Gegenstandes, der Natur des Hintergrundes und der Individualität der Augen abhängt. Für ein gewöhnliches Auge ist bei mässiger Beleuchtung ein Gegenstand noch unter einem Sehwinkel von 30 Secunden sichtbar; ein sehr heller Gegenstand, wie ein glänzender Silberdraht, wird aber auf dunklem Grunde noch unter einem Gesichtswinkel von 2 Secunden gesehen. Auch dunkle Körper können auf weissem Grunde sehr deutlich gesehen werden, selbst wenn sie auch sehr fein sind; ein mittelmässiges Auge kann ein Haupthaar vor dem mässig hellen Himmel noch in einer Entfernung von 1 bis 2 m deutlich unterscheiden.

83 **Sehen mit zwei Augen.** Wenn man mit beiden Augen einen nahen Gegenstand, etwa einen 30 cm weit vor das Gesicht gehaltenen Finger, fixirt, so sieht man alle entfernteren Gegenstände doppelt.

Umgekehrt sieht man den nahe vor das Gesicht gehaltenen Finger doppelt, wenn man mit beiden Augen einen fernen Gegenstand fixirt.

In Fig. 252, seien L und R die beiden Augen, A und B zwei in verschiedenen Enfernungen vor dem Auge befindliche Gegenstände. Wenn man den Gegenstand A fixirt, so sind die Axen beider Augen (die Augenaxe ist die gerade Linie, welche die Mitte der Netzhaut mit dem Mittelpunkte der Linse und der Pupille verbindet) nach A gerichtet, sie machen also einen ziemlich bedeutenden Winkel mit einander, das Bild von A erscheint aber in jedem Auge auf der Mitte der Netzhaut; fixirt man nun den entfernteren Gegenstand B, wie dies in Fig. 253 dargestellt ist, so wird der Winkel der Augenaxen kleiner, und nun erscheint das Bild von B in jedem Auge auf der Mitte der Netzhaut.

Wenn A fixirt ist, wie Fig. 252, so liegt das Bild von B im linken Auge rechts, im rechten aber links von der Mitte der Netzhaut; die Bilder n und p' liegen also in beiden Augen nicht auf entsprechenden Stellen der Netzhaut, und darin ist wohl auch der Grund zu suchen, warum der Gegenstand B hier doppelt gesehen wird. Da das Bild n im linken Auge rechts von m liegt, so scheint uns B links von A zu liegen, während das rechte Auge den Gegenstand B rechts von A sieht, weil das Bild p' links von m' ist. Hat man den Gegenstand A mit beiden Augen so fixirt, dass man ihn einfach sieht, B aber doppelt erscheint, so kann man das linke oder rechte Bild von B verschwinden machen, je nachdem man die von B auf das linke oder rechte Auge fallenden Strahlen auffängt. Hat man hingegen den entfernteren Gegenstand B fixirt, so dass A doppelt gesehen wird, wie in Fig. 253, so verschwindet das rechts erscheinende Bild von A, wenn man einen Schirm zwischen A und das linke Auge bringt.

Um einen Gegenstand mit beiden Augen einfach zu sehen, ist es übrigens nicht nöthig, dass die beiden Augenaxen genau auf ihn gerichtet

Fig. 252.

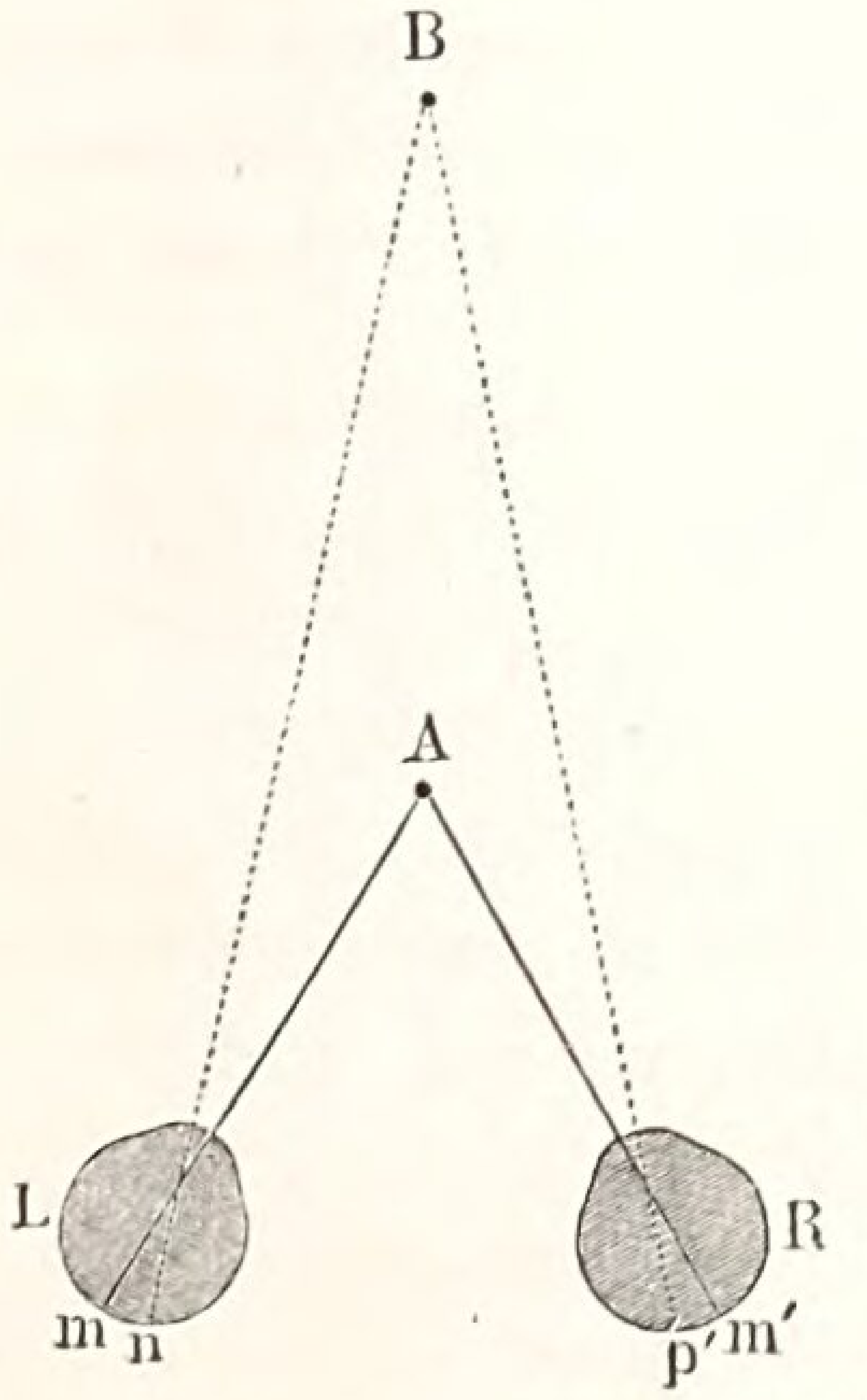


Fig. 253.

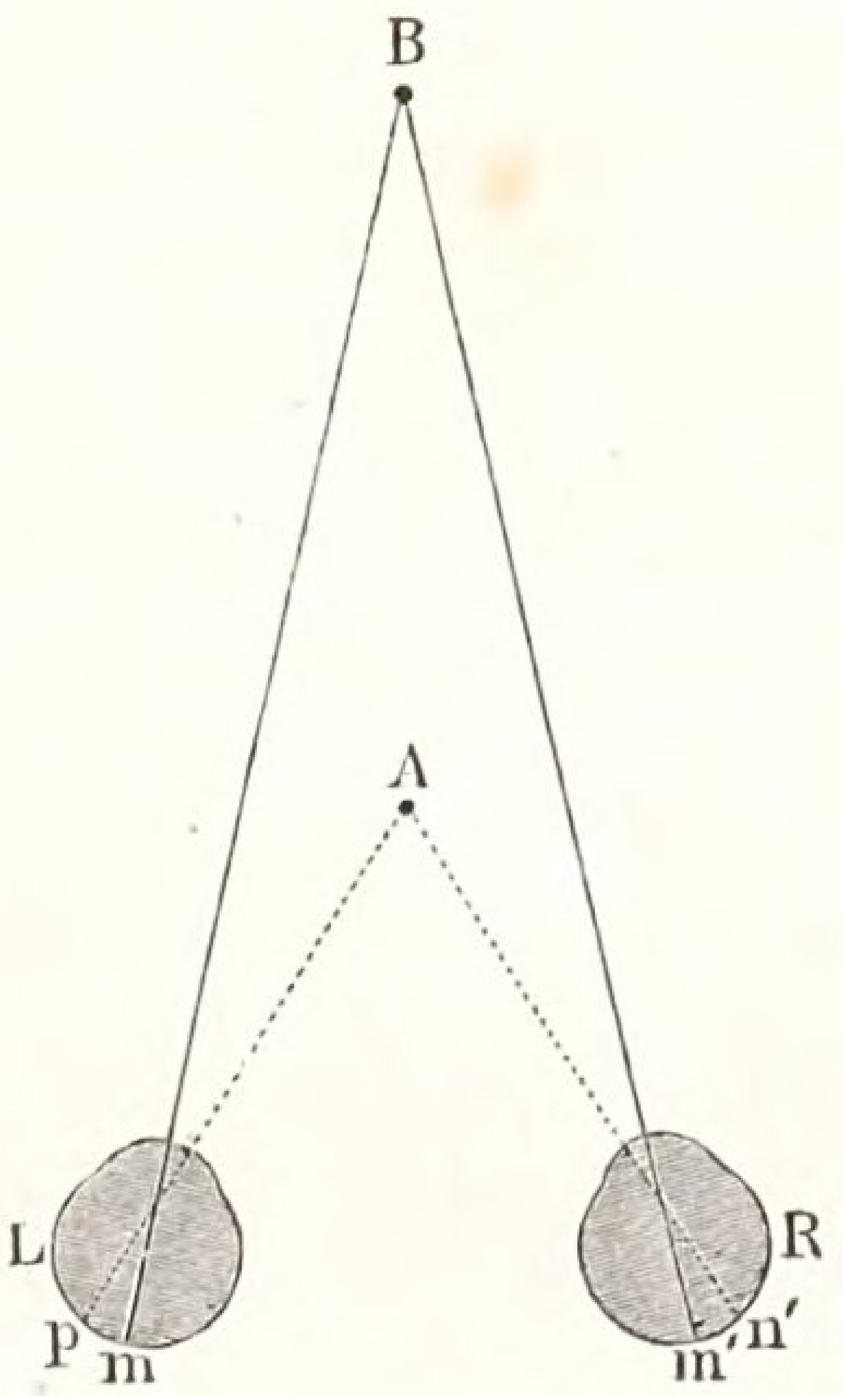
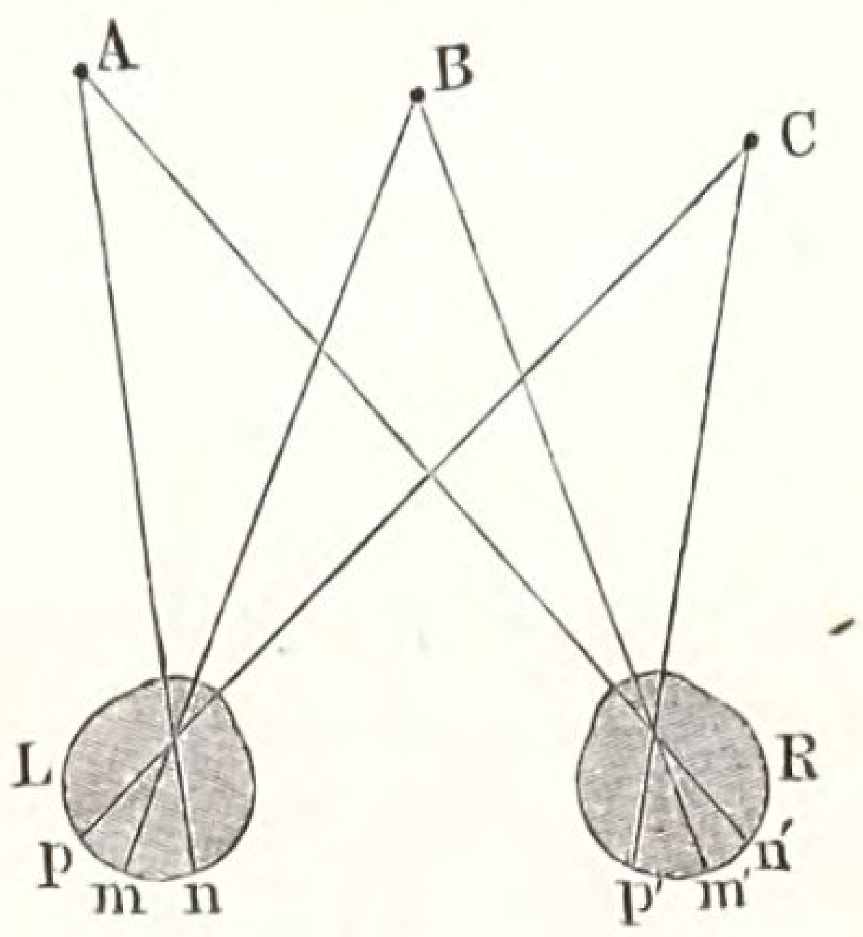


Fig. 254.



sind, dass also sein Bild in jedem Auge auf die Mitte der Netzhaut fällt, denn sonst könnte man ja nur einen einzigen Gegenstand einfach sehen, alles Andere würde doppelt erscheinen. Eine ganze Reihe von Gegenständen kann zu gleicher Zeit mit beiden Augen einfach gesehen werden, wenn sie nur ihre Bilder in beiden Augen auf entsprechende Stellen der Netzhaut werfen. In Fig. 254 stellen L und R wieder die beiden Augen dar, A, B und C drei verschiedene Gegenstände vor denselben; die Bilder der drei Gegenstände folgen sich in beiden Augen in derselben Ordnung; auf der Netzhaut beider Augen nämlich liegt das Bild von B in der Mitte, das Bild von C links, von A rechts. Weil die Netzhautbilder p und p' links von m und m' liegen, so erblicken beide Augen

den Gegenstand C rechts von B; ebenso sehen beide Augen den Gegenstand A links von B, weil die Netzhautbilder n und n' rechts von m und m' liegen.

Diejenige Fläche, welche sämmtliche im Raume liegenden Punkte mit einander verbindet, die bei unverrückter Augenstellung trotzdem, dass sie auf der Netzhaut jedes Auges ein Bild entwerfen, dennoch einfach gesehen werden, ist die Horopterfläche.

Wenn man einen Gegenstand mit beiden Augen einfach sieht, wenn also sein Bild auf entsprechende Stellen beider Netzhäute fällt, so sieht man ihn heller als mit einem Auge; man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man einen Streifen von weissem Papier ansieht und vor das eine Auge einen dunklen Schirm so hält, dass für dieses Auge die eine Hälfte des Papierstreifens bedeckt wird; der Theil des Papieres, welcher mit beiden Augen zugleich gesehen wird, erscheint heller als die andere Hälfte, die man nur mit einem Auge sieht.

Der Grund, warum wir mit beiden Augen einfach sehen können, ist wohl jedenfalls ein innerer, also im Verlaufe der Nervenfasern zu suchen, und nicht eine Folge der Gewohnheit. „Beide Augen sind gleichsam zwei Zweige mit einfacher Wurzel, und jedes Theilchen der einfachen Wurzel ist gleichsam in zwei Zweige für beide Augen gespalten," sagt Müller, in dessen Schriften man auch Näheres über die verschiedenen Versuche findet, die zur Erklärung dieser wunderbaren Verkettung gemacht wurden.

Beim Betrachten naher Gegenstände bietet das Sehen mit zwei Augen ein wesentliches Mittel zur richtigen Schätzung der Enfernungen. Mit dem rechten Auge sehen wir einen nahen Gegenstand auf einen anderen Punkt des Hintergrundes projicirt als mit dem linken, und dieser Unterschied wird um so bedeutender, je näher der Gegenstand rückt. Während es leicht ist, eine Nähnadel einzufädeln, so lange man mit beiden Augen sieht, ist es äusserst schwierig, wenn man das eine Auge schliesst. Ein diesem entsprechender Vorlesungsversuch ist folgender. Man hänge einen Ring, dessen innerer Durchmesser ungefähr 5 cm beträgt, an einem

Fig. 255.

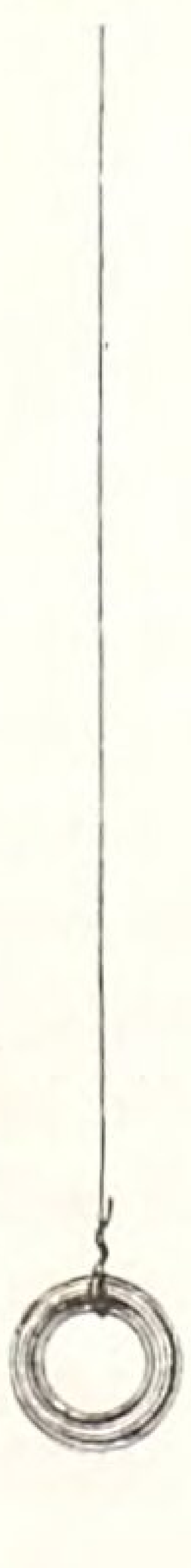


Fig. 256.

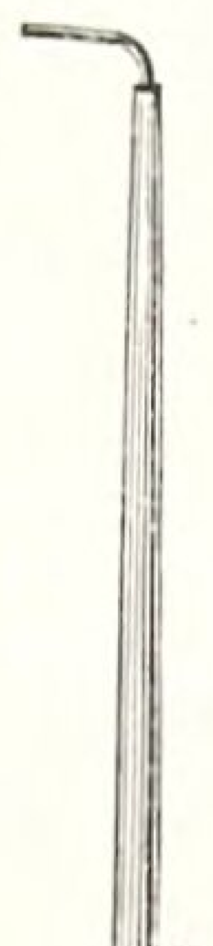
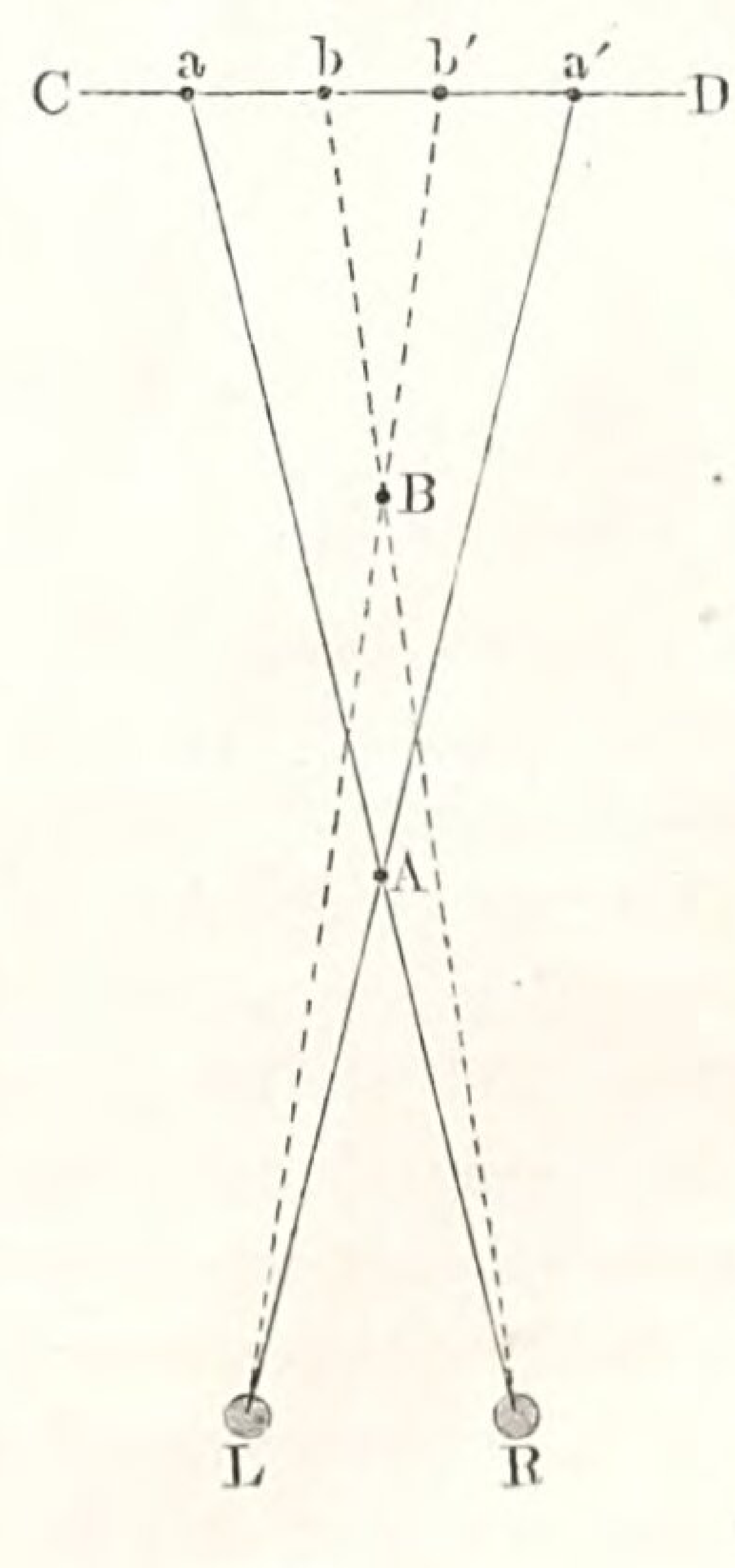


Fig. 257.



Faden auf, wie Fig. 255 andeutet, und suche nun den gegen 60 cm langen Stab, Fig. 256, an seinem einen Ende *a* haltend, den am anderen Ende desselben angebrachten Haken in die Höhlung des Ringes hineinzustecken. Es gelingt dies sogleich, wenn man mit zwei Augen sieht, schliesst man aber das eine Auge, so wird man mit dem Haken bald vor, bald hinter den Ring fahren.

Der Grund davon ist folgender: wenn wir beide Augen auf einen nicht allzuweit entfernten Punkt richten, so machen die beiden Augenaxen einen Winkel mit einander, welcher um so kleiner wird, je weiter sich der Gegenstand entfernt, wie dies Fig. 257 erläutert, in welcher *A* einen näheren, *B* einen entfernteren Punkt bezeichnet. Die Grösse des Winkels, welchen die beiden Augenaxen mit einander machen und welcher mit dem Namen des G e s i c h t s w i n k e l s bezeichnet wird, giebt uns also ein Maass für die Entfernung der Gegenstände. — Wir können freilich diesen Gesichtswinkel nicht messen, eine Schätzung desselben wird aber dadurch vermittelt, dass wir einen beliebigen Punkt, etwa *A*, mit dem rechten Auge an einer anderen Stelle des Hintergrundes *CD* projicirt sehen als mit dem linken. Mit dem rechten Auge betrachtet, scheint uns nämlich der Punkt *A* gerade vor *a*, mit dem linken betrachtet, scheint er gerade vor a' zu stehen, oder mit anderen Worten, *a* und a' sind die Projectionen des Punktes *A* auf den Hintergrund *CD* für das rechte und für das linke Auge.

Der Abstand der beiden Projectionspunkte wird aber um so kleiner, je weiter sich der betrachtete Gegenstand vom Auge entfernt, je kleiner also der Gesichtswinkel wird.

Für den entfernteren Punkt *B* sind *b* und b' die beiden Projectionen auf den Hintergrund; und diese beiden Projectionspunkte *b* und b' liegen einander näher als *a* und a'.

Einen complicirteren Apparat statt des Fig. 255 und 256 beschriebenen, bei welchem alle anderen Hilfsmittel der Distanzschätzung vollkommen ausgeschlossen sind, hat H e r i n g construirt.

Es kommen also hier beim Sehen mit zwei Augen dieselben Hülfsmittel in Anwendung, mit Hülfe deren der Geometer die Entfernung unzugänglicher Punkte bestimmt, ein Verfahren, welches in der Geodäsie das V o r w ä r t s e i n s c h n e i d e n genannt wird. An die Stelle der gemessenen Standlinie, von deren Endpunkten aus man nach dem fraglichen Punkte hinvisirt, tritt hier die Verbindungslinie der beiden Augen, und an die Stelle des Messens und Rechnens tritt die Schätzung, welche wir unbewusst ausführen und in welcher wir durch Uebung eine ziemliche Sicherheit erlangt haben.

So lässt uns denn bei Betrachtung unserer näheren Umgebung das gleichzeitige Sehen mit zwei Augen deutlich unterscheiden, welche Punkte

mehr vortreten und welche mehr zurückliegen. Dazu kommt noch, dass wir nahe Gegenstände mit dem rechten Auge etwas mehr von der einen, mit dem linken Auge etwas mehr von der anderen Seite sehen und dass gerade die Combination dieser etwas ungleichen Bilder zu einem Totaleindruck wesentlich dazu beiträgt, die flächenhafte Anschauung des einzelnen Auges zu einer körperlichen, zu einer plastischen zu erheben.

Die erwähnten Vortheile des Sehens mit zwei Augen treten in ihrer vollen Bedeutung nur bei Betrachtung unserer nächsten Umgebung auf; sie vermindern sich in dem Maasse, als die zu beschauenden Gegenstände weiter weg liegen, und verschwinden bereits völlig beim Betrachten einer landschaftlichen Ferne.

84 **Theorie des Stereoskops, Construction der stereoskopischen Bilder.** Eine auf Einer Fläche ausgeführte bildliche Darstellung, sei es nun eine Zeichnung oder ein Gemälde, kann doch immer nur die Anschauung eines einzelnen Auges wiedergeben. Wie sehr der Künstler auch durch richtige Perspective, durch naturgetreue Schattirung und Färbung seinen Gegenstand hervorheben mag, nie wird er durch Ein flächenhaftes Bild die Täuschung so weit treiben können, dass sich das Bild gleichsam unwiderstehlich körperlich gestaltet. Eine solche vollkommen plastische Erscheinung ist aber durch die Combination zweier, etwas verschiedener Bilder desselben Gegenstandes zu erreichen, von denen das eine nur mit dem rechten, das andere nur mit dem linken Auge besichtigt wird. Erzeugt nämlich das eine dieser Bilder auf der Netzhaut des rechten, das andere auf der des linken Auges genau dasselbe Bildchen, welches von dem Objecte erzeugt worden wäre, das durch die vor die Augen gehaltenen Bilder dargestellt wird, so müssen sich offenbar die durch diese Bildchen erzeugten Eindrücke zu demselben körperlichen Totaleindruck vereinigen, welchen das directe Besehen des Objectes hervorgerufen hätte.

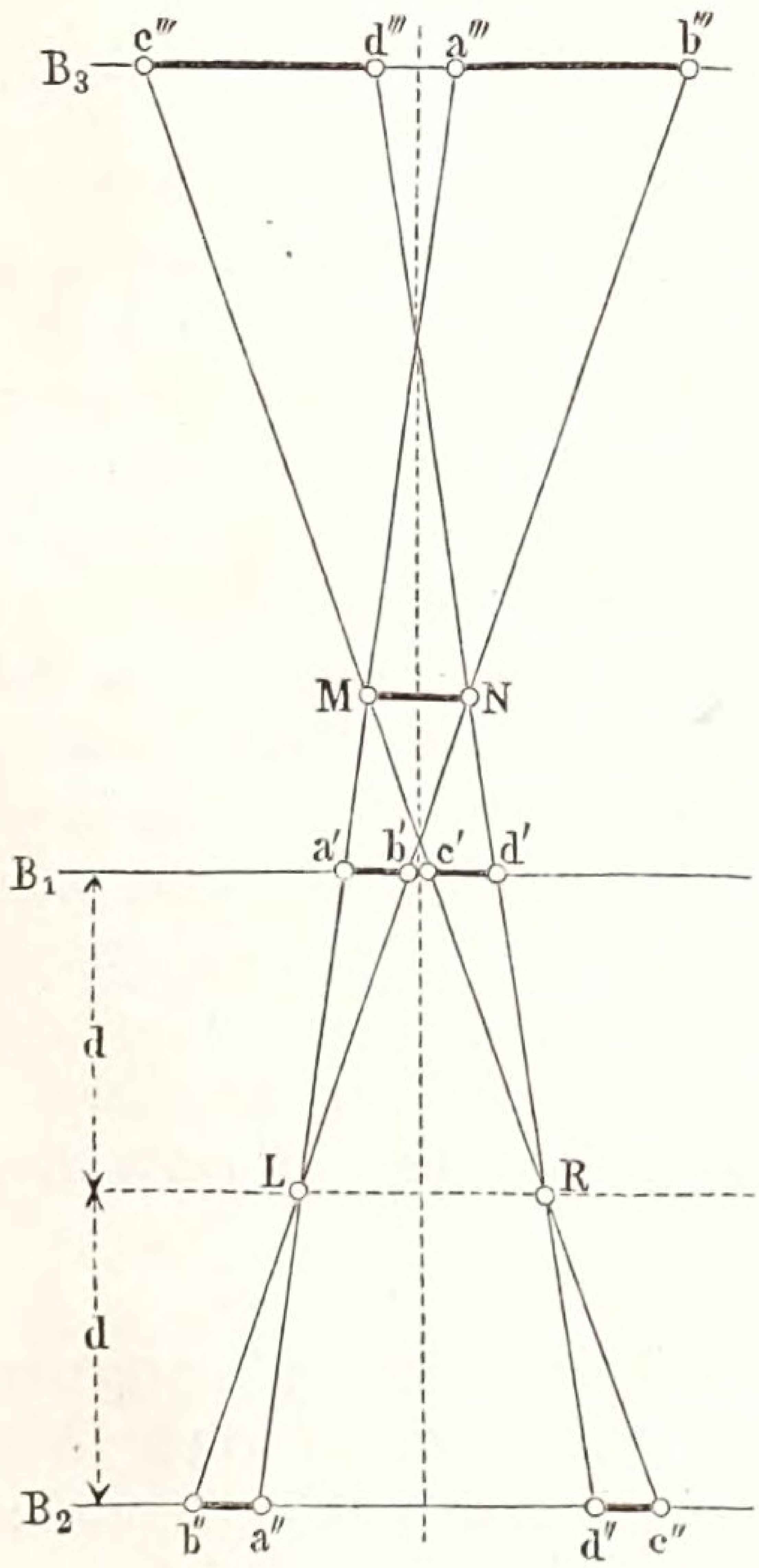
Je zwei solcher neben einander befindlicher Bilder eines Objectes, die gleichzeitig und zwar jedes für sich mit Einem Auge besichtigt, eine körperliche Vorstellung dieses Objectes geben, werden Stereoskopbilder genannt.

Zu den beiden zu einem Stereoskopbilde gehörigen Bildern (Halbbilder genannt) gelangt man durch folgende Betrachtung:

Stellt in Fig. 258 R das rechte und L das linke Auge vor, so wie M einen Punkt, welcher sich vor den beiden Augen befindet, so lässt sich offenbar dieser Punkt in der Visirlinie RM beliebig nach vor- oder rückwärts verschieben, ohne dass das von ihm erzeugte Netzhautbildchen in R geändert würde. Ebenso könnte M in der Visirlinie LM verschoben werden, ohne eine Aenderung des Netzhautbildchens in L zu bewirken. Denkt man sich nun z. B. bei B_1 eine Ebene eingeschaltet und den Punkt M in der Visirlinie MR so lange verschoben, bis er in diese Ebene fällt, d. h. nach c' gelangt, dann M auch in der Visir-

linie LM verschoben, bis er in die Ebene B_1 fällt, d. h. nach a' gelangt, so erhält man die zwei Halbbilder c' und a' des im Raum liegenden Punktes M, welche, wenn c' nur mit dem rechten, a' nur mit dem linken Auge besichtigt wird, die Vorstellung von dem in M liegenden Punkte geben müssen.

Fig. 258.



Werden in ähnlicher Weise auf constructivem Wege von den einzelnen, einem Objecte MN angehörigen Punkten die zwei zusammengehörigen Bildpunkte gesucht, welche man correspondirende oder auch identische Punkte nennt, so erhält man die zwei Halbbilder $a'b'$ und $c'd'$ des Stereoskopbildes $a'd'$, welche in der schon erwähnten Weise besichtigt, das der Construction zu Grunde gelegte Object MN körperlich vor Augen führen. In constructiver Hinsicht sind die beiden Halbbilder nichts als centrale Projectionen des Objectes auf Einer Ebene (Bildebene), die beiden Augpunkte als Projectionscentra angenommen.

In Bezug auf die gegenseitige Lage der Augpunkte, des Objectes und der Bildebene können drei Fälle unterschieden werden, je nachdem nämlich (Fig. 258):

a) die Bildebene (B_1) zwischen den Augpunkten (R, L) und dem Objecte (MN),
b) die Augpunkte (R, L) zwischen dem Objecte (MN) und der Bildebene (B_2),
c) das Object (MN) zwischen den Augpunkten (R, L) und der Bildebene (B_3) zu liegen kommen.

Die im ersten dieser drei Fälle (auf der Bildebene (B_1) erhaltenen Bilder sind diejenigen, welche gewöhnlich zur Erzeugung stereoskopischer Effecte benutzt werden.

Die zwei Halbbilder werden, wegen der geringen Entfernung der zwei Projectionscentren von einander und von der Bildebene, gegenüber der meist weit grösseren Entfernung des Objectes nur wenig von einander verschieden erhalten und dürfen, damit ein ungestörtes Besichtigen eines jeden einzelnen Bildes nur durch das zu ihm gehörende Auge

möglich wird, sich nicht übergreifen, was z. B. geschehen würde, wenn die Bildebene B_1 weiter nach dem Objecte hingerückt würde.

Da ferner die beiden Halbbilder vom Beschauer nur in der deutlichen Schweite ohne jede Anstrengung deutlich gesehen werden, mithin in derselben liegen sollen, so ist am besten die Bildebene B_1 in diese Entfernung von den Augpunkten zu legen.

Endlich kann die Entfernung von zwei identischen Punkten nie grösser werden, wie die Entfernung der beiden Augpunkte, da sich sonst die zu denselben gerichteten Visirlinien nicht vor, sondern hinter dem Beschauer schneiden würden. Es kann demnach die ganze Breite eines derartigen (ohne Hilfsmittel zu besichtigenden) Stereoskopbildes nie grösser werden, wie das doppelte der Entfernung der beiden Augen des Menschen, welche Entfernung im Mittel etwa 65 mm beträgt.

Unter den aufgeführten Bedingungen ergeben sich gewisse mathemathische Beziehungen zwischen der Entfernung des Objectes und seiner Ausdehnung nach der Breite, welche bei der Construction von Stereoskopbildern berücksichtigt werden müssen. (Näheres hierüber sehe man in der vortrefflichen Monographie Steinhauser's „Ueber die geometrische Construction der Stereoskopbilder 1870“ und in desselben Autors Abhandlung „Ueber die mathematischen Beziehungen zwischen dem Stereoskop und den zu demselben gehörigen Bildern [Carl's Repert. Bd. 13. 1877.“])

85 **Herstellung stereoskopischer Bilder auf photographischem Wege. Steinhauser's stereoskopische Wandtafeln.** Die im zweiten der vorhin angegebenen drei Fälle und zwar auf der Bildebene B_2 erhaltenen Bilder $a''b''$ und $c''d''$ könnten von R und von L in der Richtung nach B_2 hin betrachtet, keinen stereoskopischen Effect erzeugen, da sich hier die Visirlinien zu identischen Punkten, z. B. a'' und c'', nicht in einem Punkte vor, sondern hinter dem Beschauer (in M) schneiden. Denkt man sich aber die Bildebene B_2 von den Augpunkten in dieselbe Entfernung gelegt, welche die Bildebene B_1 von derselben besitzt, so sind die auf der ersteren (B_2) erhaltenen Bilder ($a''b''$, $c''d''$) sonst vollkommen übereinstimmend mit den auf der letzteren (B_1) erhaltenen ($a'b'$ und $c'd'$) bis auf den einzigen Unterschied, dass das Rechts mit dem Links und das Oben mit dem Unten vertauscht ist. Kehrt man daher diese vorerst durchsichtig gedachten Bilder um 180° sowohl um eine horizontale als auch eine verticale Axe um und bringt sie an die Stelle, wo die auf der Bildebene B_1 erzeugten Bilder $a'b'$ und $c'd'$ gelegen sind, so müssen sie mit denselben nach jeder Richtung vollkommen übereinstimmen und denselben Effect wie diese erzeugen.

Auf diesen Grundsätzen beruht die Erzeugung der Stereoskopbilder durch Photographie. Werden nämlich durch zwei in R und L aufgestellte gleiche photographische Apparate, deren Brennweite gleich

der Entfernung der Bildebene B_2 von den Augpunkten ist, von dem Objecte MN Aufnahmen gemacht, so erhält man (wegen der grösseren Entfernung des Objectes) nahezu in der Brennweite derselben bei $a'' b''$ und $c'' d''$ dessen umgekehrte negative Bilder, deren positive Abdrücke, da in denselben bereits das Rechts mit dem Links durch den Druckprocess vertauscht wurde, nur mehr aufrecht bei $a' b'$ und $c' d'$ aufzustellen sind, um, von R und L aus betrachtet, den gewünschten Effect hervorzubringen. Aus dem Vorhergehenden ist zu entnehmen, dass, damit die Stereoskopbilder in der deutlichen Sehweite aufgestellt werden können, auch die Brennweite der photographischen Objective dieser gleich sein sollen. Da aber einerseits von den photographischen Objectiven eine möglichst grosse Lichtstärke verlangt wird, diese jedoch eine kleinere Brennweite bedingt, andererseits bei zu grosser Brennweite die beiden Bilder $a'' b''$ und $c'' d''$ zum Theil über einander greifen könnten, weil in der Praxis sicherlich MN viel grösser als LR ist, so benutzt man zu stereoskopischen Aufnahmen zumeist Objective von nur 8 bis 10 cm Brennweite und sollten daher die durch dieselben erzeugten Bilder in dieser Entfernung vor den Augen aufgestellt werden. Da sie daselbst der grossen Nähe wegen, wenigstens von einem normalen Auge, nicht ohne Anstrengung deutlich gesehen werden könnten, so werden dieselben oft durch Convexlinsen betrachtet, welche die Bilder in die deutliche Sehweite bringen und zu diesem Zwecke für ein normales Auge einer Brennweite von ca. 15 cm bedürfen.

Die im dritten der drei Fälle (auf der Bildebene B_3) von dem Objecte (MN) erzeugten Bilder ($a''' b'''$ und $c''' d'''$) sind, wie man wohl leicht erkennt, so beschaffen, dass sie mit gekreuzten Sehaxen betrachtet werden müssen, um die körperliche Vorstellung von dem Objecte (MN) zu geben. Es muss demnach das rechtsliegende Bild ($a''' b'''$) mit dem linken Auge L, das linksliegende ($c''' d'''$) mit dem rechten Auge R betrachtet werden. Der Vortheil, den diese noch wenig beachteten Stereoskopbilder vor den früher besprochenen darbieten, besteht darin, dass die beiden sehr wesentlich verschiedenen Halbbilder in beliebiger Breite erzeugt werden können, weshalb sie Steinhauser zur Erzeugung stereoskopischer Wandtafeln benutzte und empfahl, welche dann von einer grösseren Anzahl von Personen gleichzeitig betrachtet werden können. Da die Entfernung dieser Wandtafeln von den Augen des Beschauers eine ziemlich grosse sein kann (etliche Meter etwa), so werden dieselben, wenn nöthig, durch schwach hohl geschliffene Linsen betrachtet.

Identische Punkte liegen bei Stereoskopbildern, seien sie auf der Bildebene B_1, B_2 oder B_3 erzeugt, immer in einer zu LR parallelen Geraden.

Die in dem Vorhergegangenen aufgestellten Grundsätze müssen immer beachtet werden, soll die durch das Besehen eines Stereoskopbildes erweckte körperliche Vorstellung genau mit dem Objecte übereinstim-

men, welches der Construction oder photographischen Aufnahme zu Grunde lag. Jede Veränderung in den gegenseitigen räumlichen Verhältnissen muss auch eine Veränderung in der räumlichen Vorstellung, also eine Veränderung des Reliefs hervorbringen. Werden z. B. durch irgend einen Umstand zwei identische Punkte etwas weiter von einander entfernt, so schneiden sich offenbar die zu denselben gerichteten Visirlinien erst in grösserer Entfernung und der im Raume erscheinende einfache Punkt erscheint in grösserem Abstande, als er erscheinen soll. Ein Vertauschen der beiden Halbbilder bringt dem entsprechend eine Umkehrung des Reliefs hervor, das zuvor Voranliegende erscheint rückwärts, das zuvor Rückwärtsliegende vorne, wie man sich durch die Betrachtung der beiden Figuren, Figur 259 und Figur 260, welche Stereoskopbilder in der Hälfte der gewöhnlichen Grösse darstellen, überzeugen kann. Bei der Besichtigung der Fig. 259 erscheint nach dem Verschmelzen der Halbbilder der kleinere Kreis in der Mitte vor dem grösseren, bei der Besichtigung der Fig. 260 in der Mitte hinter dem grösseren Kreis.

Fig. 259.

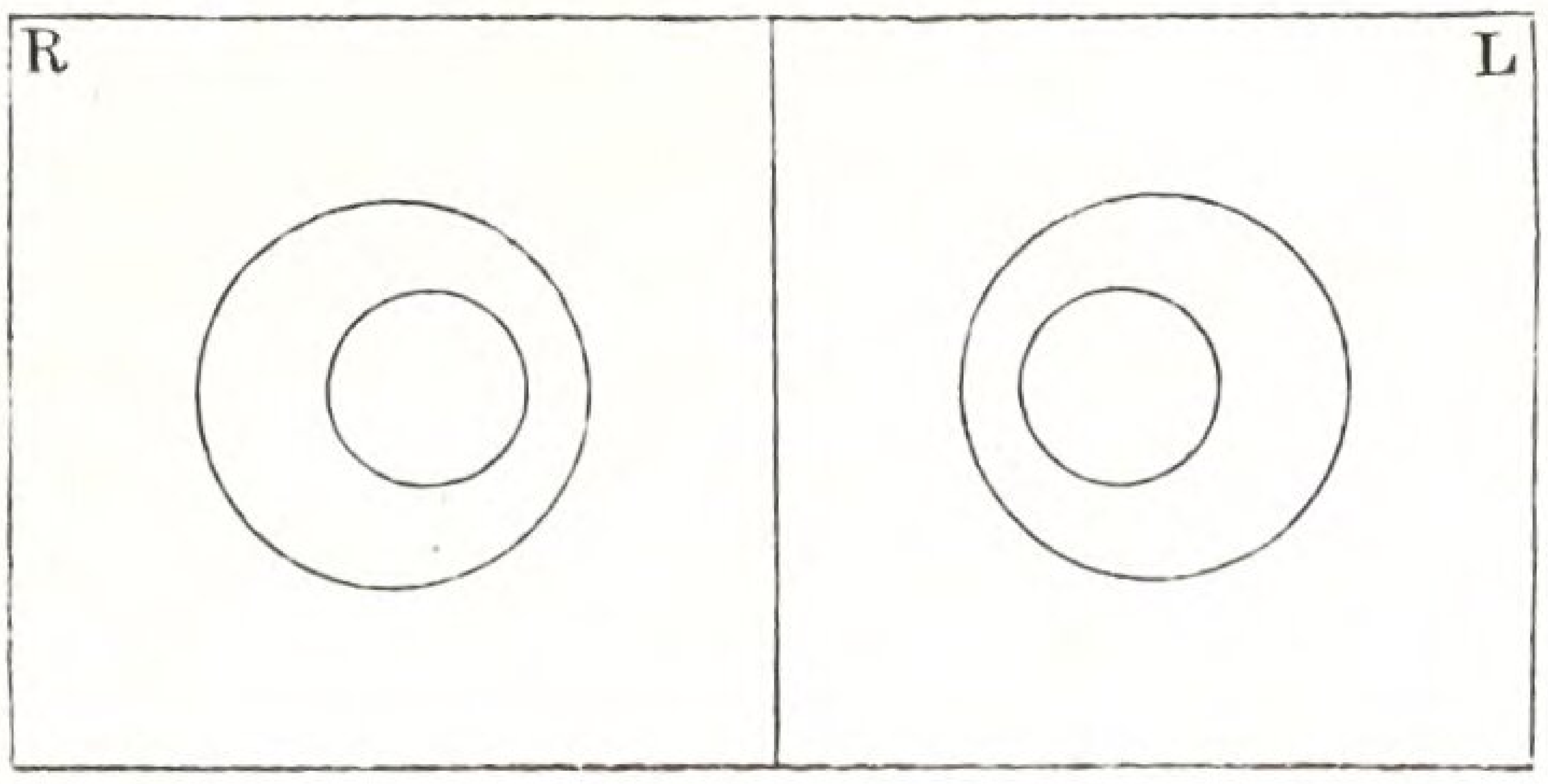
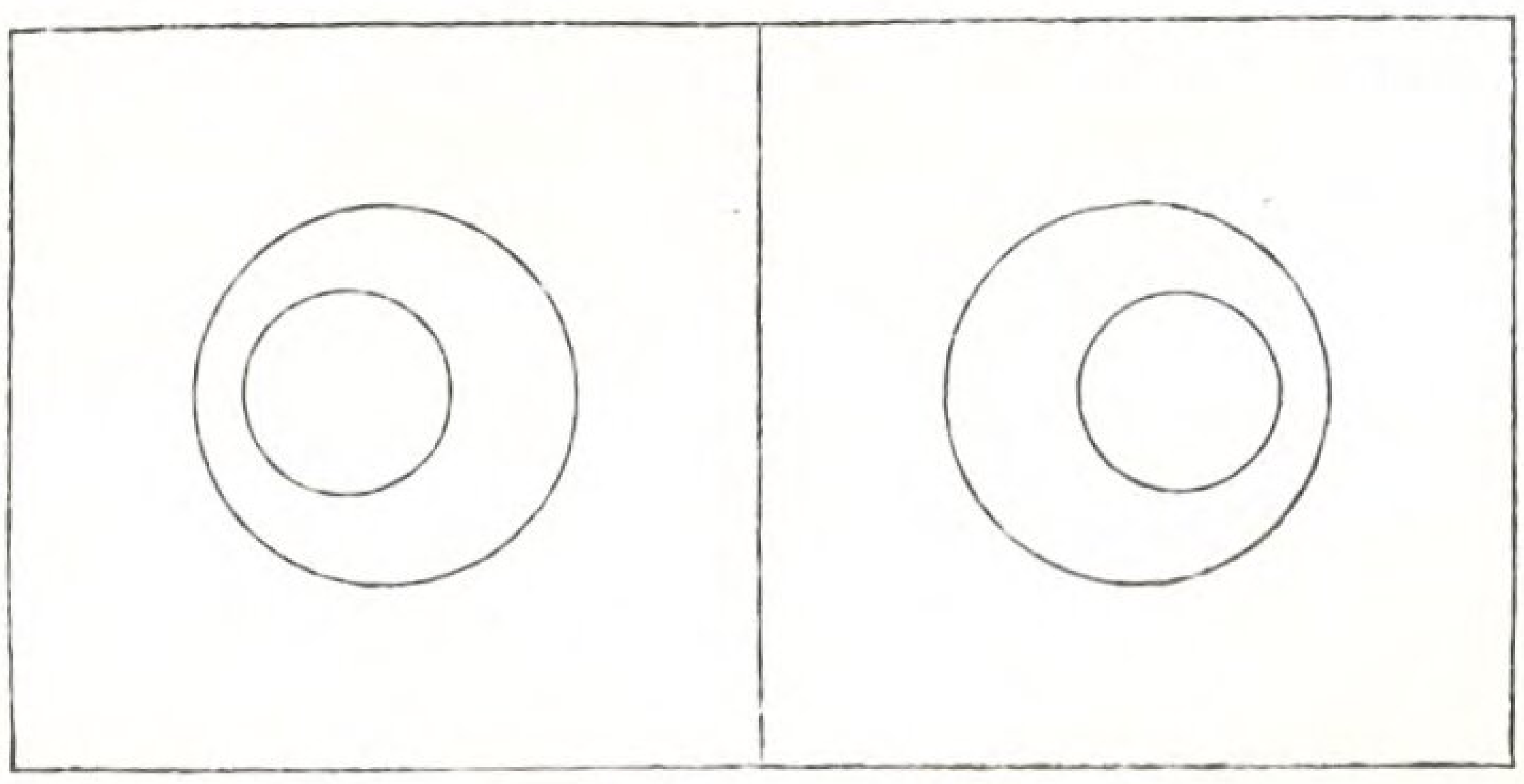


Fig. 260.



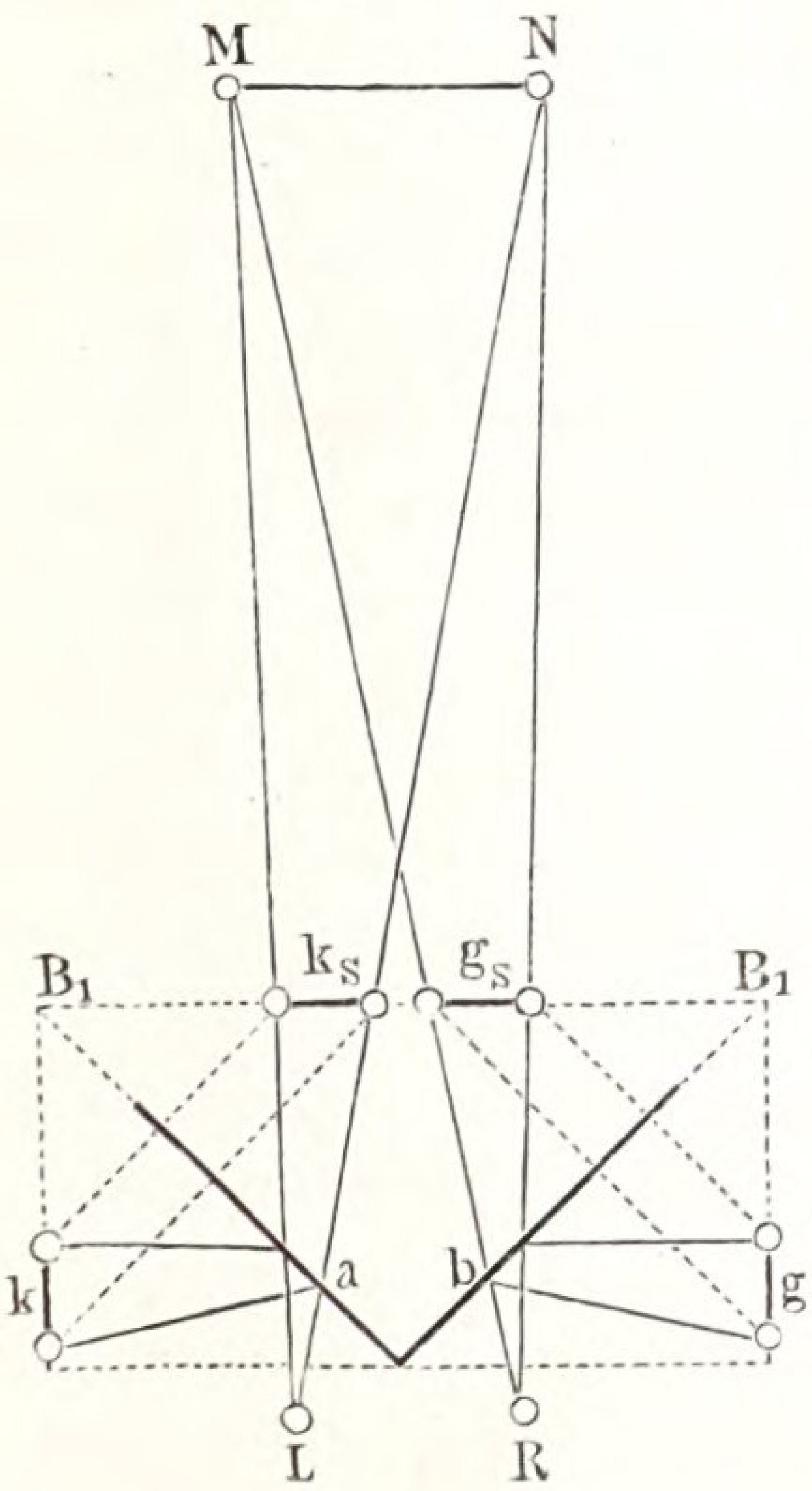
86 **Stereoskopische Apparate von Wheatstone, Brewster, Frick und Steinhauser.** Die Vereinigung zweier Halbbilder zum räumlichen Ganzbilde kann, sofern die Construction oder Aufnahme der Bilder, sowie ihre Aufstellung richtig erfolgt und keine zu geringe oder zu grosse oder gar wesentlich verschiedene deutliche Sehweite der beiden Augen störend einwirkt, bei einiger Uebung leicht ohne jedes Hilfsmittel bewerkstelligt werden.

Um diese Vereinigung aber doch noch zu erleichtern, sowie auch dieselbe in gewissen Fällen möglich zu machen, in denen, wie später gezeigt wird, die Vereinigung zum richtigen, in seinem Relief ungeänderten Ganzbilde ohne Hilfsmittel nicht bewerkstelligt werden könnte, hat man eigene Instrumente ersonnen, welche Stereoskope (Körperseher) genannt werden.

Sie beschränken die Sehrichtungen, lassen daher leichter die zur Vereinigung nöthige Augenstellung finden, sie bewirken, dass jedes Auge nur allein das für dasselbe bestimmte Bild sieht, endlich unterstützen sie, wenn nöthig, die Sehkraft.

Der Erfinder des Stereoskops ist Wheatstone. Das Wesen des von ihm construirten Stereoskops soll durch die Fig. 261 erläutert werden.

Fig. 261.



a und *b* sind zwei rechtwinklig gegen einander gestellte Spiegel, deren Ebenen vertical stehen. Vor den einen dieser Spiegel, nämlich vor *a*, wird das linke Auge *L*, vor den andern *b* wird das rechte Auge *R* gebracht. Wenn nun bei *k* die für das linke Auge bestimmte Zeichnung eines Gegenstandes *MN*, bei *g* aber die für das rechte Auge bestimmte aufgestellt wird, so sieht jedes Auge nur das für dasselbe bestimmte Bild und zwar das linke Auge das Spiegelbild von *k* in k_s, das rechte das Spiegelbild von *g* in g_s. Es sind demnach die Spiegelbilder k_s und g_s nichts Anderes als die centralen Projectionen des Objects *MN* auf die Bildebene B_1. Es müssen daher diese Spiegelbilder, wie dies früher in Fig. 258 gezeigt wurde, die Vorstellung vom Objecte *MN* erzeugen.

Der Vortheil, den die Benutzung dieses Stereoskops gegenüber der directen Besichtigung von auf der Bildebene $B_1 B_1$ erzeugten Bildern k_s und g_s gewährt, besteht darin, dass die Spiegelbilder k_s und g_s recht wohl übereinander greifen dürfen, da jedes derselben doch nur mit Einem Auge gesehen wird, während directe auf der Bildebene B_1 erzeugte Bilder k_s und g_s nicht übereinander greifen dürfen, indem ja dann keines seiner ganzen Ausdehnung nach nur mit Einem Auge besichtigt werden könnte.

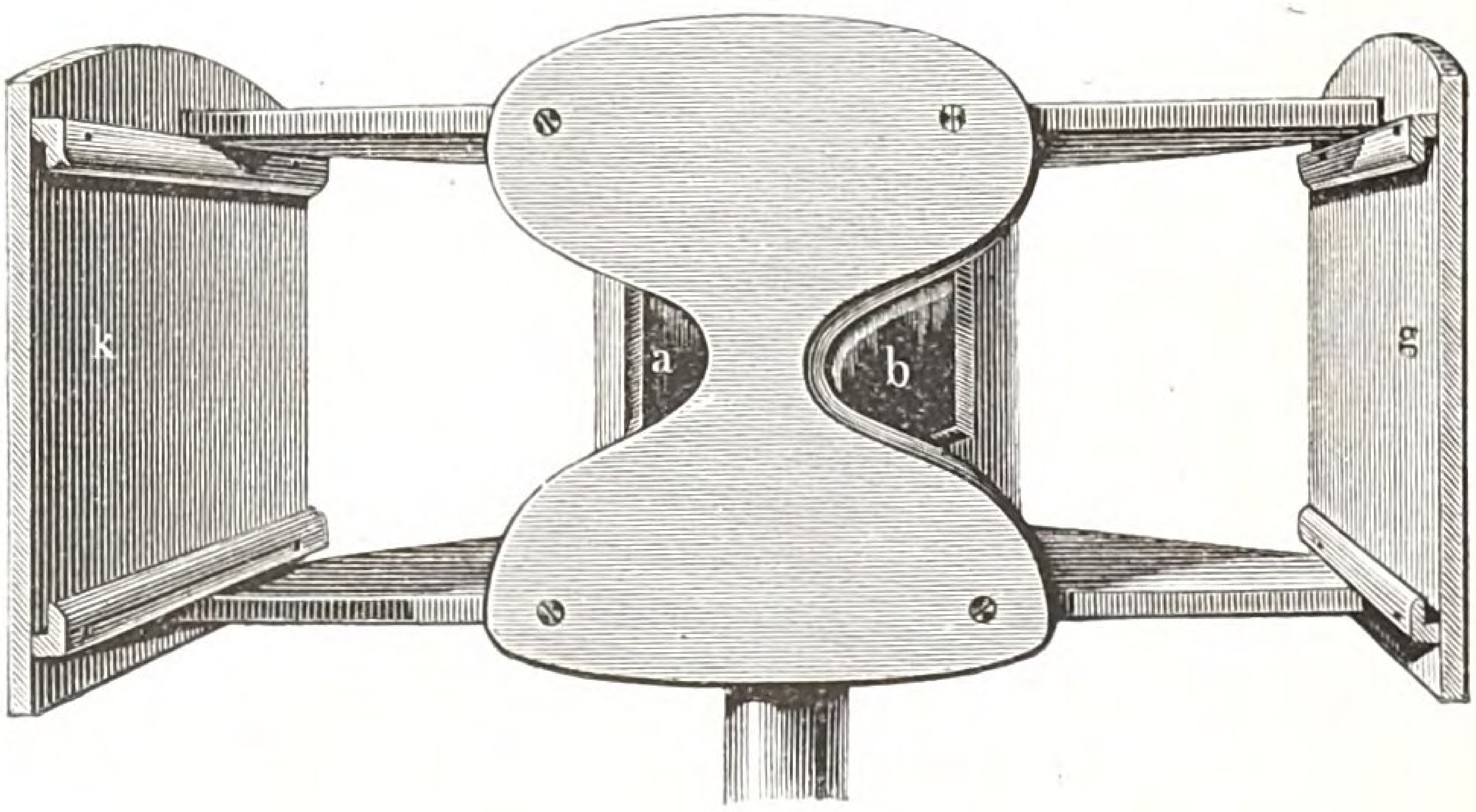
Da bei dem Wheatstone'schen Stereoskop gewöhnlich die Sehkraft der Augen durch keine Linsen unterstützt wird, so sollten am zweckmässigsten die Spiegelbilder in der deutlichen Sehweite, mithin für ein normales Auge in 25 cm Entfernung erscheinen. Hiervon hängt somit die seitliche Entfernung der Bilder *k* und *g* ab.

Wegen des erlaubten Uebereinandergreifens der Spiegelbilder können die mit diesen gleich grossen Bilder *k* und *g* bedeutend breiter als 65 mm werden.

Aus Fig. 261 ersieht man auch die Principien der Construction der Bilder *k* und *g* für dieses Stereoskop. Sie werden einfach aus den zuvor construirten Spiegelbildern k_s und g_s entwickelt. Weiter erkennt

man leicht, dass ein Verschieben der Bilder k und g eine Reliefveränderung hervorbringt. Fig. 262 stellt das Wheatstone'sche Stereoskop,

Fig. 262.



wie es sich am einfachsten ausführen lässt, in $\frac{1}{5}$ der natürlichen Grösse dar. Bei k und g werden die Bilder eingeschoben, a und b sind die Spiegel. Sonst bedarf die Figur wohl keiner Erläuterung.

Jedenfalls bequemer als das Wheatstone'sche Stereoskop ist das von Brewster erfundene und allgemein verbreitete Stereoskop, dessen Princip die Fig. 263 veranschaulicht. Nimmt man in Fig. 263, wie dies der Wahrheit entspricht, die Breitenausdehnung des Objectes MN im Verhältniss zur Augenentfernung LR sehr gross an, und zeichnet unter diesem Umstande die Bilder $a'b'$ und $c'd'$ des Objectes auf der Bildebene $B_1 B_1$, so wird man finden, dass diese Bilder selbst dann noch zum Theil übereinandergreifen, wenn die Bildebene nicht unbeträchtlich innerhalb der normalen Sehweite angenommen wird.

Fig. 263.



Könnte man, was aber nicht möglich ist, jedes der zwei Bilder seiner ganzen Ausdehnung nach nur mit dem ihm zugehörigen Auge betrachten, so hätte man nur, um die den Augen zu nahe (weil innerhalb der normalen Sehweite) liegenden Bilder ohne Anstrengung deutlich sehen zu können, vor den Augen Convexlinsen von entsprechender Brennweite anzubringen, aber so, dass deren Mittelpunkte gerade vor die Mittelpunkte der Augen zu liegen kämen. Man würde dann in der normalen Sehweite $A'B'$ als optisches Bild von $a'b'$, $C'D'$ als optisches Bild von $c'd'$ sehen und hätte das theilweise

Uebereinandergreifen dieser Bilder keine üblen Folgen, da ja jedes derselben durchaus nur mit Einem Auge gesehen wird.

Erzeugt man jedes der beiden Bilder $a'b'$ und $c'd'$ auf einer getrennten Fläche, und klebt man dann diese Bilder neben einander aneinanderstossend, also jedenfalls zu entfernt von einander auf eine gemeinsame Ebene, so gelangen $a'b'$, $c'd'$ beziehungsweise nach mp, pn und sind dann je zwei identische Punkte offenbar um eine Constante zu weit von einander entfernt. Die beiden Halbbilder mp und pn von L und R aus betrachtet, würden möglicherweise gar keinen, im günstigsten Falle aber einen dem Objecte MN nicht entsprechenden stereoskopischen Effect erzeugen. Verschiebt man jetzt die zuvor erwähnten Linsen, welche nöthig waren, um die Bilder $a'b'$ und $c'd'$ deutlich sehen zu können, etwas nach auswärts, so dass ihr Mittelpunkt o' und o'', wie es Fig. 263 zeigt, nicht mehr den Augenlinsenmittelpunkten gegenüberstehen, so kann man die optischen Bilder der unrichtig aufgeklebten Halbbilder mp und pn nach $A'B'$ respective $C'D'$ bringen, d. i. an jene in der normalen Sehweite befindliche Orte, an welchen die optischen Bilder der an richtiger Stelle befindlichen Bilder erscheinen würden, wenn man, wie es sein sollte, aber nicht möglich ist, der ganzen Ausdehnung nach das Halbbild $c'd'$ nur mit dem rechten, das Halbbild $a'b'$ nur mit dem linken Auge durch die den Augenlinsen gerade gegenüberstehenden Convexlinsen betrachten würde.

Es wird daher durch die excentrische Stellung der Convexlinsen (von denen höchstens nur die eine Hälfte benöthigt wird) gegen die Augenlinsen der durch das unrichtige Aufkleben der Bilder hervorgebrachte Fehler compensirt. Fig. 263 zeigt noch den das Instrument einschliessenden Kasten KK' und eine, dasselbe in zwei Hälften theilende Scheidewand S, welche die Sehrichtungen beschränkt und nur gestattet, jedes Bild mit dem zugehörigen Auge zu betrachten.

Fig. 264 (a. f. S.) stellt das Brewster'sche Stereoskop dar und ist hierzu nur zu bemerken, dass im Boden desselben ein mattgeschliffenes Glas von der Grösse der Stereoskopbilder eingesetzt ist, um durchsichtige Bilder benutzen zu können, ferner, dass auf einer der grösseren Seitenwände ein aufklappbarer Spiegel angebracht ist, welcher, in eine gewisse Stellung gebracht, eine genügende Beleuchtung undurchsichtiger Bilder bewirkt. Einen Durchschnitt durch den Deckel des Stereoskops zeigt Fig. 265 (a. f. S.), aus welcher die Befestigungsart der halben Linsen L und R von 15 cm Brennweite ersehen werden kann.

Eine Vereinfachung des Brewster'schen Stereoskopes, aber ohne Linsenwirkung, bildet die von Frick angegebene Vorrichtung, Fig. 266 (a. f. S.), bei welcher ab die etwa 10 cm breite und 20 cm lange Bodenfläche, cd die Scheidewand darstellt, die, unten durchbrochen, das Einschieben der Bilder erlaubt. Die Höhe ist gleich der deutlichen Sehweite des Beobachters.

Ein Gegenstück zum Brewster'schen Stereoskop bildet das Steinhauser'sche Stereoskop, welches zur Besichtigung der auf die

Fig. 264.

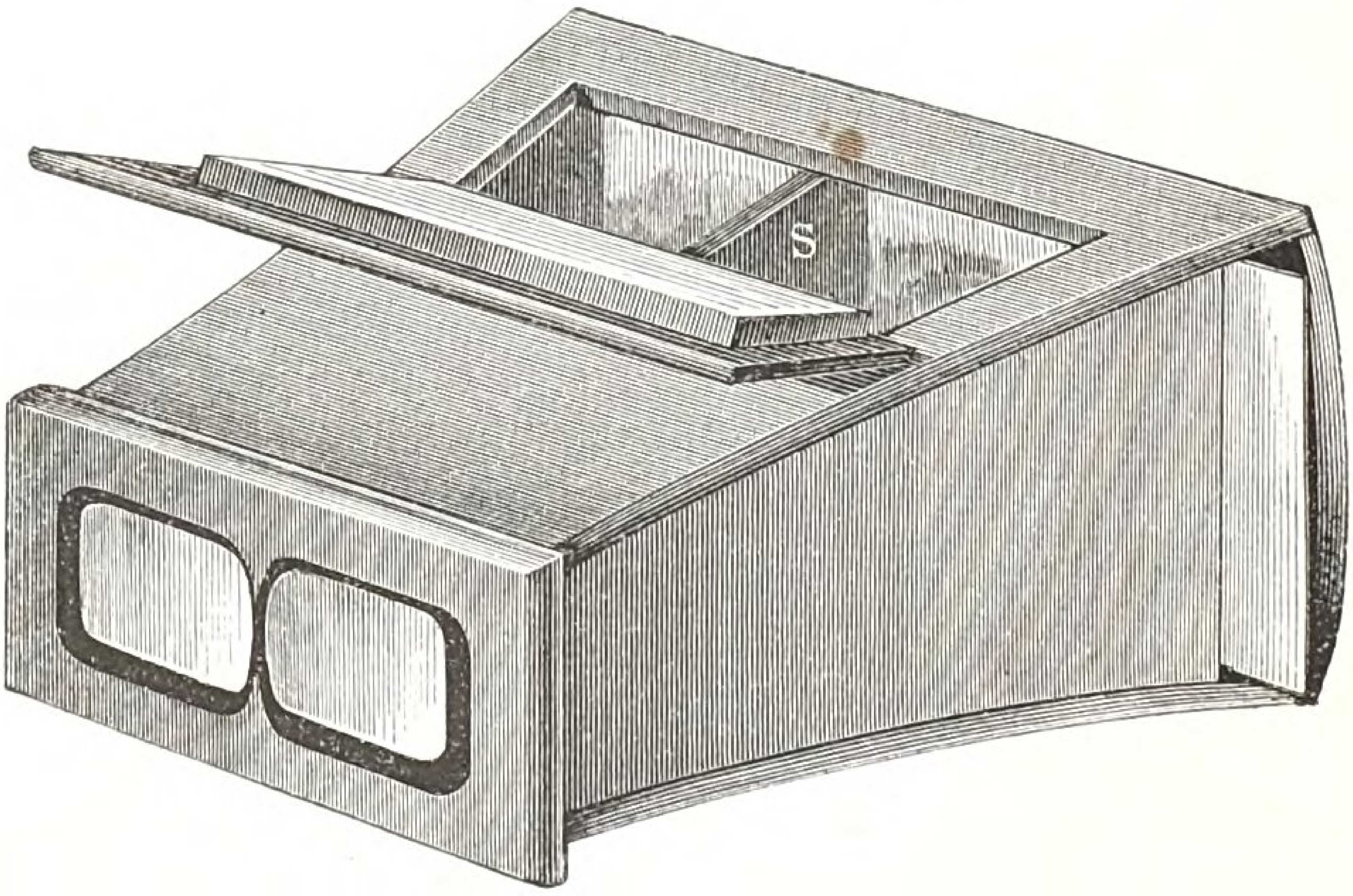


Fig. 265.

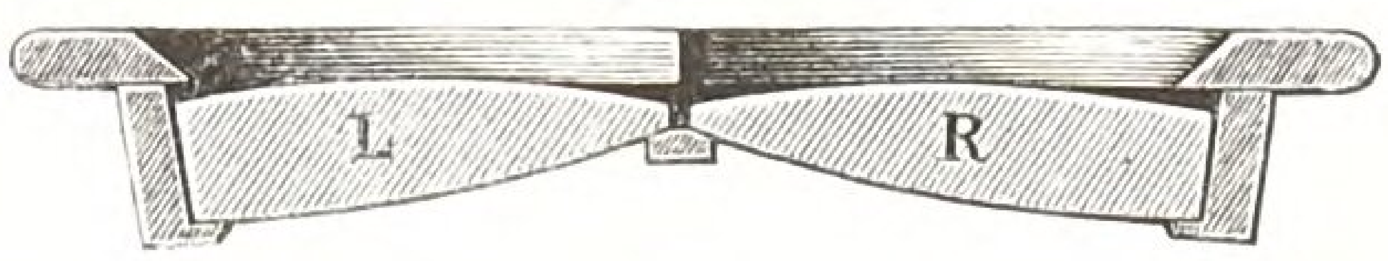


Fig. 266.

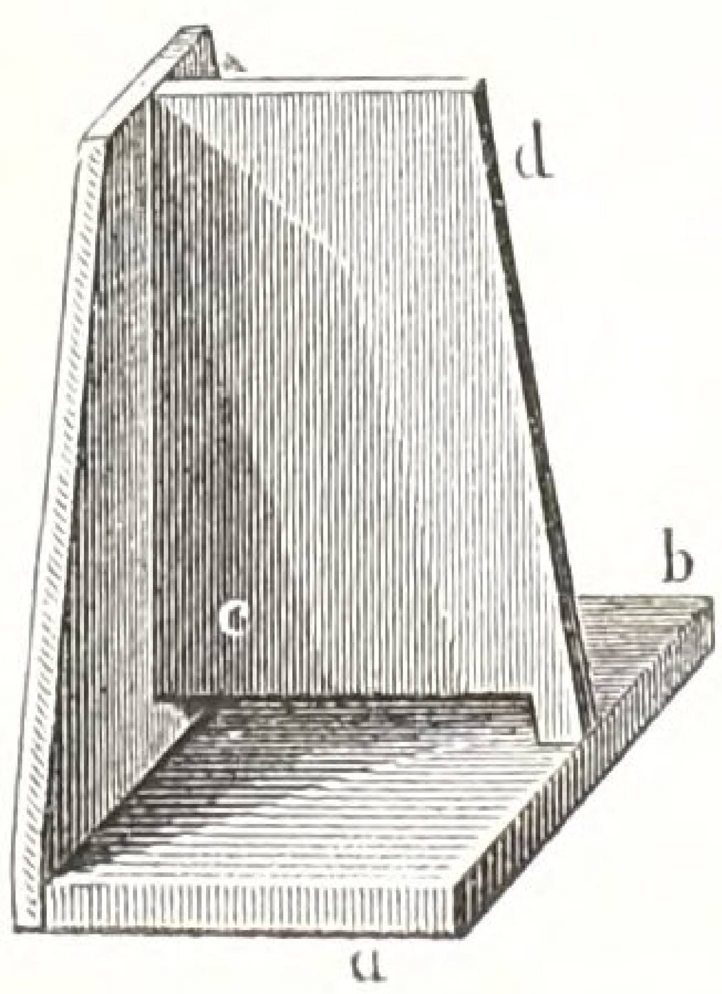
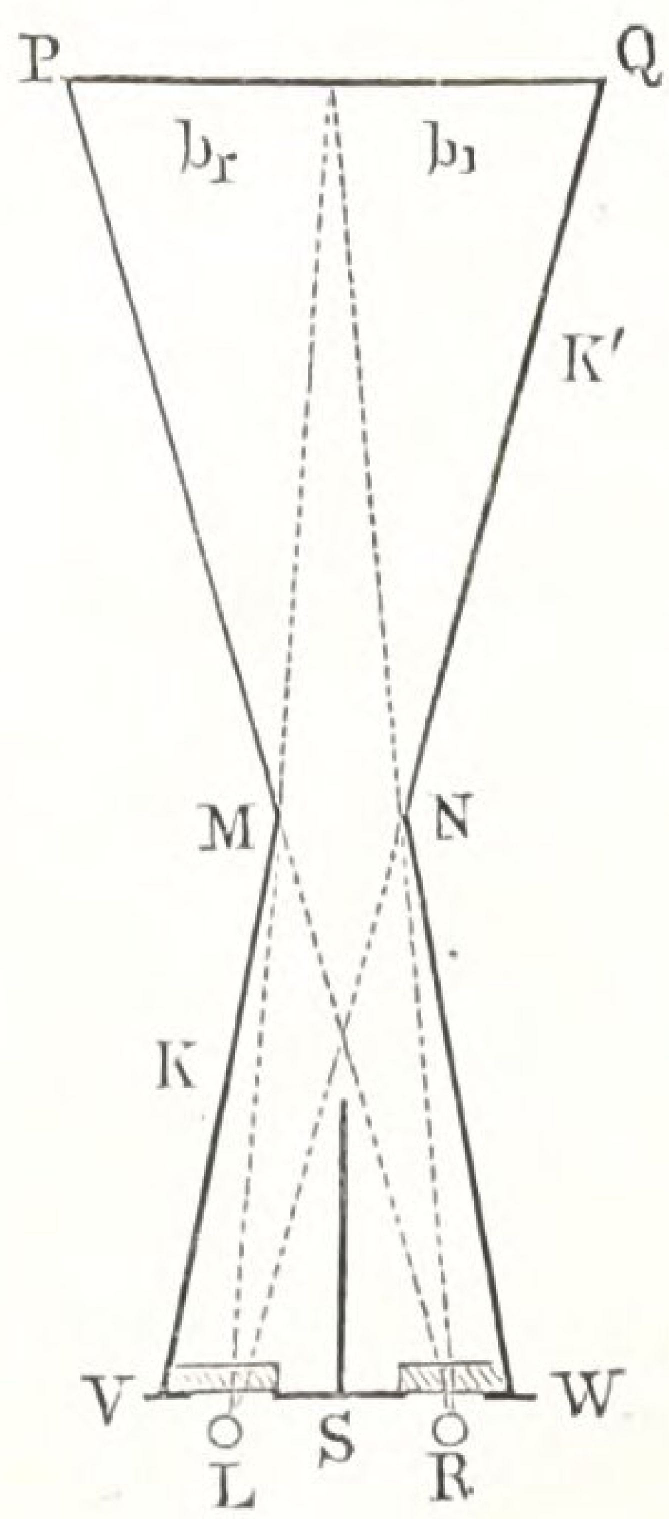


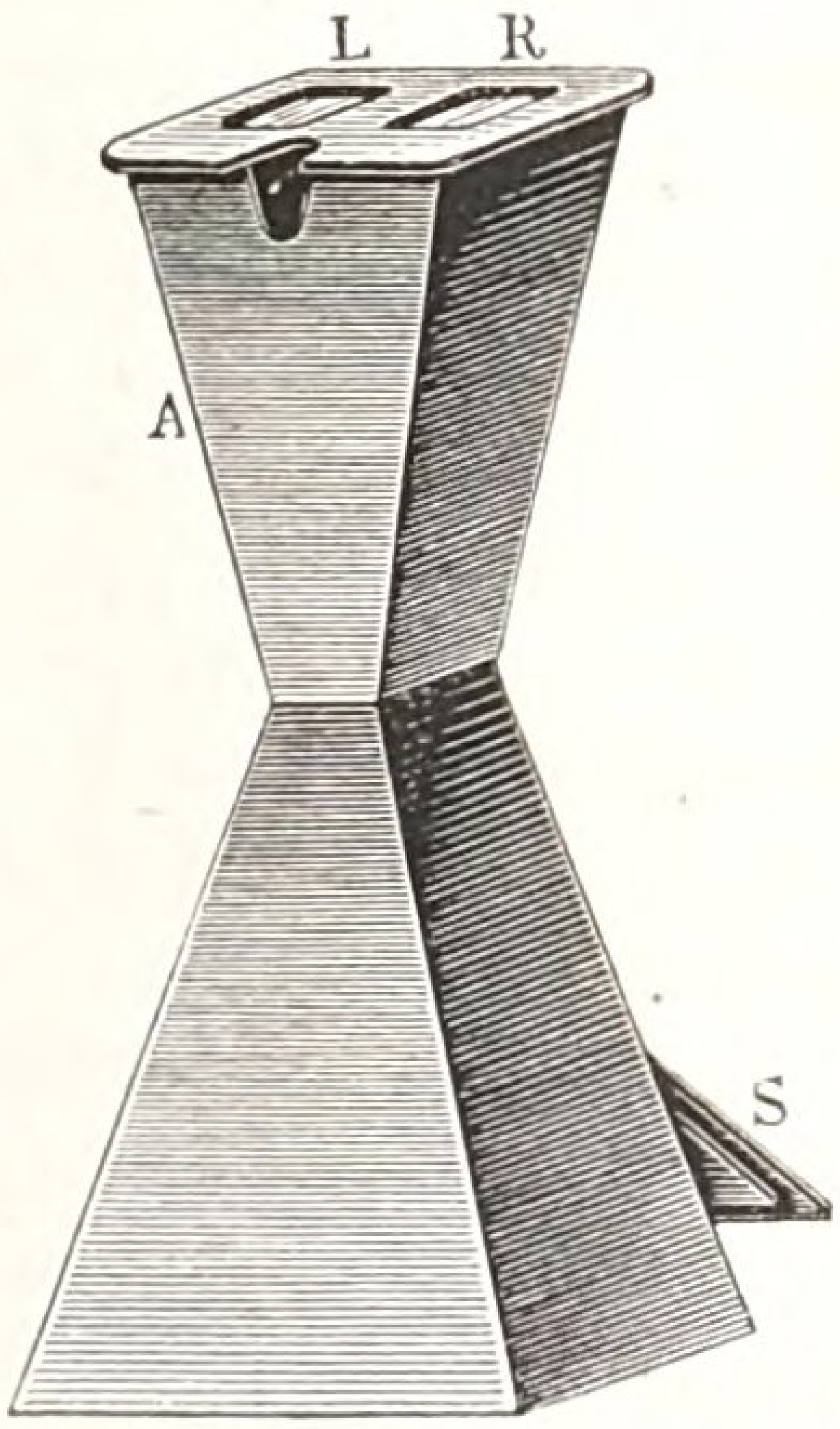
Fig. 267.



dritte Art, mithin auf der Bildebene B_3 in Fig. 258 erhaltenen Bilder dient. Das Princip dieses Stereoskopes zeigt Fig. 267. Am Boden PQ des Kastens KK' werden die Bilder b_r und b_l eingeschoben, von welchen b_r dem rechten, b_l dem linken Auge angehört. Der Deckel VW des Instrumentes muss, wenn die Bilder ungefähr dieselbe Grösse besitzen, wie die für das Brewster'sche Stereoskop bestimmten, etwa 40 cm weit vom Boden entfernt sein. Die Bilder werden ihrer grösseren Entfernung wegen durch concave Linsen von etwa 70 cm Brennweite betrachtet, welche gerade vor den Augen L und R stehend, am Deckel befestigt sind. Wegen der Verengung des Kastens bei MN kann das rechte Auge nur das links liegende, das linke Auge nur das rechts liegende Bild sehen. Die Scheidewand S erleichtert die Auffindung der nöthigen Augenstellung. Fig. 268 stellt perspectivisch

das Steinhauser'sche Stereoskop dar, dessen Kasten bei *A* einen kleinen Ausschnitt für die Nase besitzt, im unteren Drittel rückwärts aber offen ist, damit die von rückwärts am Boden eingeschobenen Bilder genügend beleuchtet erscheinen, wenn das Instrument mit der Rückseite gegen das Fenster gewendet am Tische steht.

Fig. 268.



Zur Besichtigung von stereoskopischen Wandtafeln dient ein Instrument, welches dem über *M N* liegenden Theil des soeben besprochenen Instrumentes gleicht und wie ein Brewster'sches Stereoskop vor die Wandtafel gehalten wird. Die Oeffnung bei *M N* muss eine den Dimensionen der Wandtafel entsprechende Grösse, die Linsen müssen eine ihrer Entfernung entsprechende Brennweite besitzen. Die Bilder des Brewster'schen Stereoskops erscheinen im Steinhauser'schen mit verkehrtem Relief.

Auch beim Steinhauser'schen Stereoskope müssen Hälften von excentrisch aufgestellten Concavlinsen angewendet werden, die dann hohlgeschliffene Prismen mit der brechenden Kante nach auswärts vorstellen, wenn die für dieses Stereoskop bestimmten Bilder ausser der deutlichen Sehweite und aus einander gerückt aufgestellt werden müssen, damit sie nicht zum Theil über einander fallen.

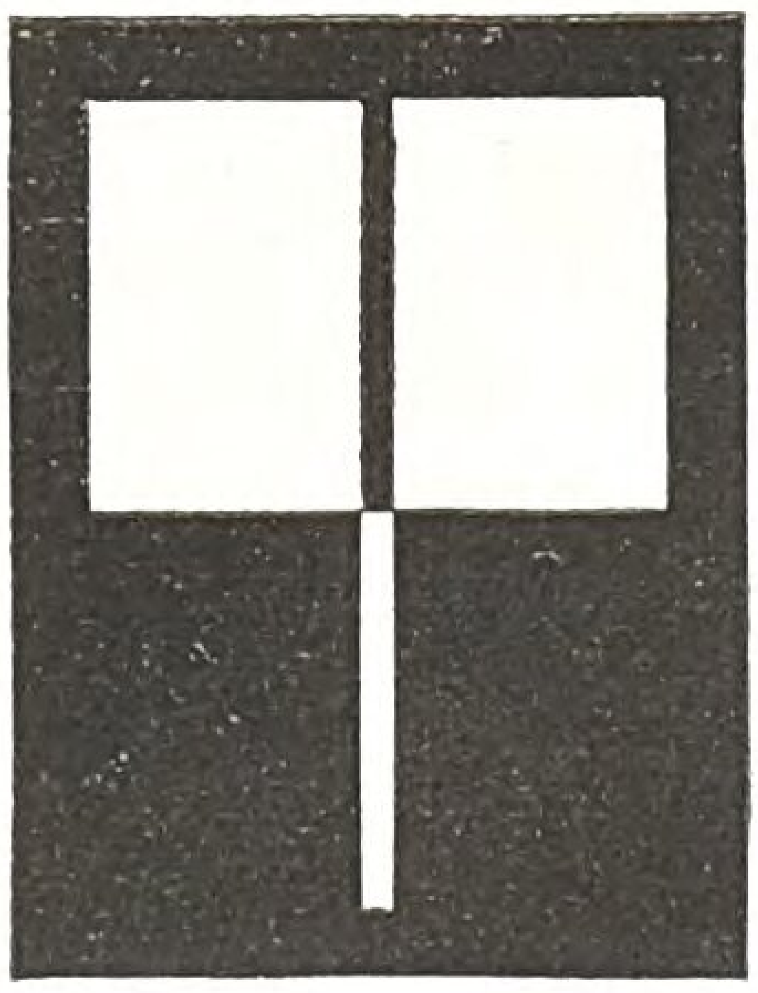
Das Stereoskop ist nicht bloss ein der Wissenschaft dienendes Instrument, sondern auch ein Mittel, um Statuen, Baudenkmale, Städte, Ansichten, Naturscenen aller Art mit einer Naturtreue zur Anschauung zu bringen, von welcher man vor der Erfindung des Stereoskops und der Photographie, welche ihr die besten Bilder liefert, keine Ahnung hatte.

Irradiation. Wenn der Mond sichelförmig erscheint und zu- 87
gleich der Rest seiner Scheibe durch schwache Beleuchtung von aschfarbigem Lichte wahrnehmbar ist, so scheint die Sichel überzugreifen, d. h. sie scheint einem Kreise von grösserem Halbmesser anzugehören als der Rest des Mondes. Eine solche scheinbare Vergrösserung wird fast überall beobachtet, wo man einen hellen Gegenstand auf dunklem Grunde sieht; umgekehrt aber erscheint ein dunkler Gegenstand auf hellem Grunde verkleinert. Man hat die hierher gehörigen Erscheinungen mit dem Namen der Irradiation bezeichnet. Ganz besonders hat

Plateau die Gesetze der Irradiation zu ermitteln gesucht (Pogg. Annal., Ergänzungsband 1842).

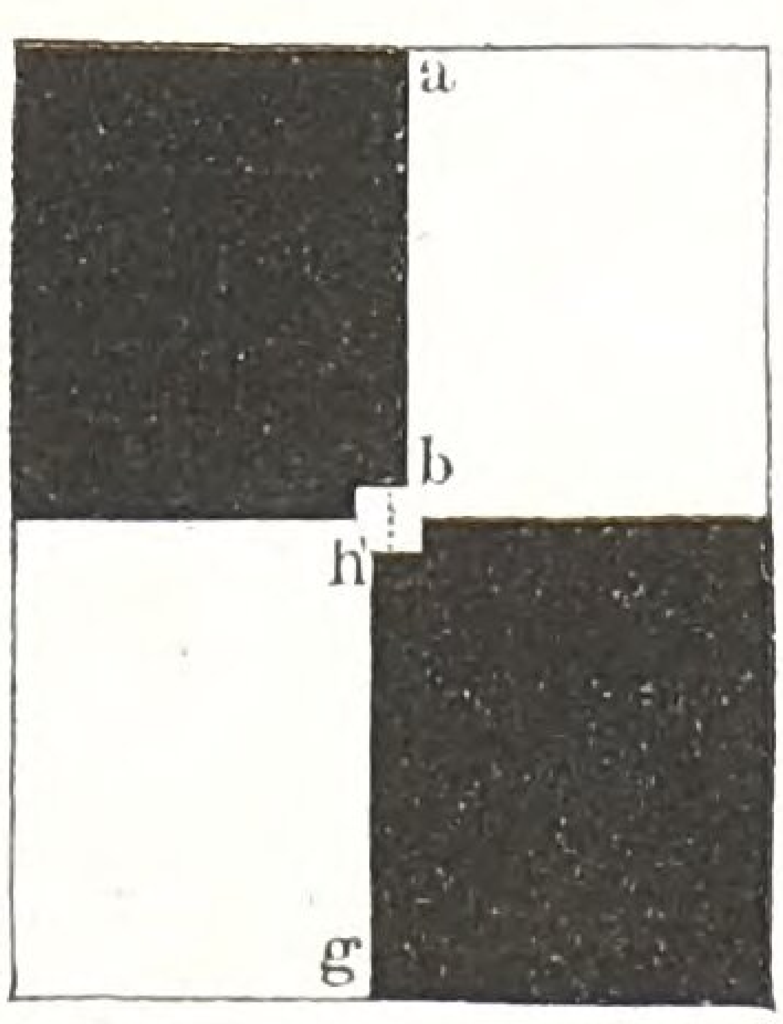
Die folgende Vorrichtung ist sehr geeignet, diese interessante Erscheinung zu zeigen. Die obere Hälfte einer Pappscheibe von ungefähr 20 cm Höhe und 15 cm Breite, überziehe man mit weissem Papier, während die untere Hälfte schwarz angestrichen wird. Die obere Hälfte theilt man dann durch einen schwarzen Streifen von 4 mm Breite, die untere durch einen ebenso breiten weissen Streifen, so dass der weisse Streifen in der Verlängerung des dunklen liegt, wie man Fig. 269 sieht. Diesen Apparat stelle man neben einem Fenster auf, so dass er wohl beleuchtet ist, und entferne sich 4 bis 5 m davon, so wird der weisse Streifen auffallend breiter erscheinen als der schwarze. Noch auffallender kann man die Erscheinung machen, wenn man die weissen Felder und den weissen Streifen ganz ausschneidet und den Apparat an einer der oberen Scheiben eines Fensters so befestigt, dass man durch die ausgeschnittenen Stellen den hellen Himmel erblickt.

Fig. 269.



Der Grund der Irradiation ist, nach Plateau's Ansicht, in einer Ausbreitung des Lichteindrucks auf der Netzhaut zu suchen, sie ist also in Beziehung auf den Raum, was das Beharren der Eindrücke auf der Netzhaut, wovon sogleich die Rede sein wird, in Beziehung auf die Zeit ist.

Fig. 270.



Nach Helmholtz genügt zur Erklärung der Irradiationserscheinungen die Herbeiziehung der Zerstreuungskreise, welche auch bei nicht vollkommener Accommodation in Folge der chromatischen und monochromatischen Abweichung auftreten. (Helmholtz' physiolog. Optik §. 21.)

Da demnach die Irradiation keine objective, sondern eine subjective Erscheinung ist, so wird sie auch nicht für alle Personen gleich stark sein. Auf eine weisse Papptafel von denselben Dimensionen, wie die Fig. 269 darstellte, male man zwei schwarze Felder so, dass der Rand ab, Fig. 270, 1 mm rechts, der Rand gh 1 mm links von der verticalen Mittellinie der Tafel liegt. Aus einiger Entfernung betrachtet, scheinen nun die Ränder ab und gh in eine verticale Linie zu fallen; diese Entfernung ist nun für verschiedene Individuen sehr ungleich. Plateau fand, dass bei einer Person diese Coincidenz schon bei einer Entfernung von 2·5 m stattfand, was für den Winkelwerth der Irradia-

tion 1′ 2″ giebt; bei einer anderen Person trat aber die Coincidenz erst bei einer Entfernung von 12 m ein, bei dieser betrug also der Winkelwerth der Irradiation nur 17″.

Der Winkelwerth der Irradiation ist unabhängig von der Entfernung des Gegenstandes vom Auge; die absolute Breite also, welche wir der Irradiation beilegen, ist unter übrigens gleichen Umständen der Entfernung des Gegenstandes proportional.

Die Irradiation zeigt sich bei allen Entfernungen von der Weite des deutlichen Sehens bis zu unendlicher Entfernung.

Die Grösse der Irradiation wächst mit zunehmender Lichtstärke, doch wächst sie nicht in demselben Verhältnisse wie die Helligkeit, sondern in einem bei zunehmender Helligkeit stets abnehmenden Verhältnisse.

Die Existenz der Irradiation wurde einige Zeit hindurch selbst von ausgezeichneten Astronomen und Physikern bezweifelt, weil die mit den besten Fernröhren angestellten Beobachtungen von dem Einflusse der Irradiation ganz frei waren; so fand man z. B. den Durchmesser des Mondes ganz gleich, man mochte die Messung bei Tage machen, wo er nur ganz matt auf dem blauen Himmel erscheint, oder des Nachts, wo er glänzend auf dem dunklen Grunde steht. Dies ist aber sehr wohl erklärlich. Der Gesichtswinkel, unter welchem wir den Durchmesser des Mondes sehen, beträgt ungefähr 30 Minuten; wenn nun der Winkelwerth der Irradiation für das beobachtende Auge 1 Minute beträgt, so erscheint offenbar der Durchmesser des Mondes durch die Irradiation um 2 Minuten, also um $^1/_{15}$, vergrössert. Betrachtet man nun den Mond durch ein gutes Fernrohr, so wird wohl der Durchmesser des Mondes, aber nicht die Irradiation vergrössert; nehmen wir an, das Fernrohr bewirke eine 50 malige Vergrösserung, so wird der Durchmesser des Mondes unter einem Gesichtswinkel von 1500′ erscheinen; wenn nun dieser Winkel durch die Irradiation noch um 2′ vergrössert wird, so beträgt doch diese Vergrösserung nur $\frac{1}{174}$, sie übt also hier einen verhältnissmässig sehr geringen Einfluss aus. Bedenkt man nun ausserdem noch, dass die Intensität des Lichtes durch die starke Vergrösserung geschwächt wird, dass also auch deshalb noch der Einfluss der Irradiation geringer ausfällt, so begreift man sehr gut, wie bei Beobachtungen mit guten Fernröhren der Einfluss der Irradiation ganz verschwindet.

Dauer des Lichteindruckes. Wenn man mit einer glühenden 88
Kohle rasch einen Kreis beschreibt, so kann man die Kohle selbst nicht unterscheiden, sondern man sieht einen feurigen Kreis. Der Grund dieser Erscheinung liegt darin, dass eine durch einen Lichteindruck afficirte Stelle der Retina nicht augenblicklich wieder zur Ruhe kommt, wenn der Lichteindruck selbst aufgehört hat, dass in dem fraglichen Fall der Lichteindruck, welchen die glühende Kohle an irgend einer Stelle ihrer Kreisbahn

hervorbringt, so lange dauert, bis sie nach einer ganzen Umdrehung wieder dieselbe Stelle erreicht.

Wenn man vor einer unbeweglichen glühenden Kohle eine undurchsichtige Kreisfläche rotiren lässt, die in der Nähe ihres Umfanges mit einem Loche versehen ist, welches gerade vor der Kohle vorübergeht, so bleibt die Kohle ununterbrochen sichtbar, wenn die Umdrehung der Scheibe in weniger als $^1/_7$ Secunde vollendet wird.

Aus demselben Grunde kann man auch die Speichen eines schnell laufenden Rades nicht unterscheiden, und die Oberfläche eines Kreisels, welcher mit abwechselnd weissen und schwarzen Sectoren bemalt ist, wie Fig. 271, erscheint bei rascher Rotation gleichförmig grau. Wenn

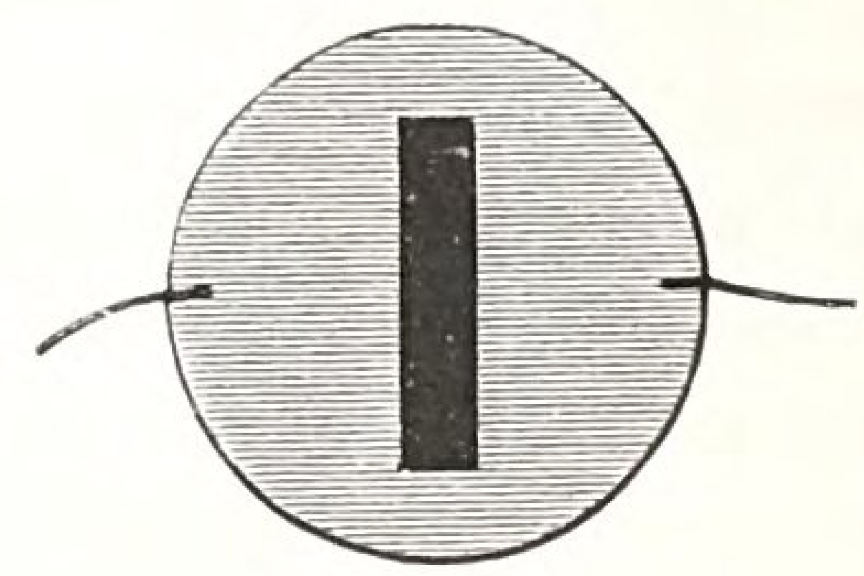
Fig. 271.



Fig. 272.



Fig. 273.



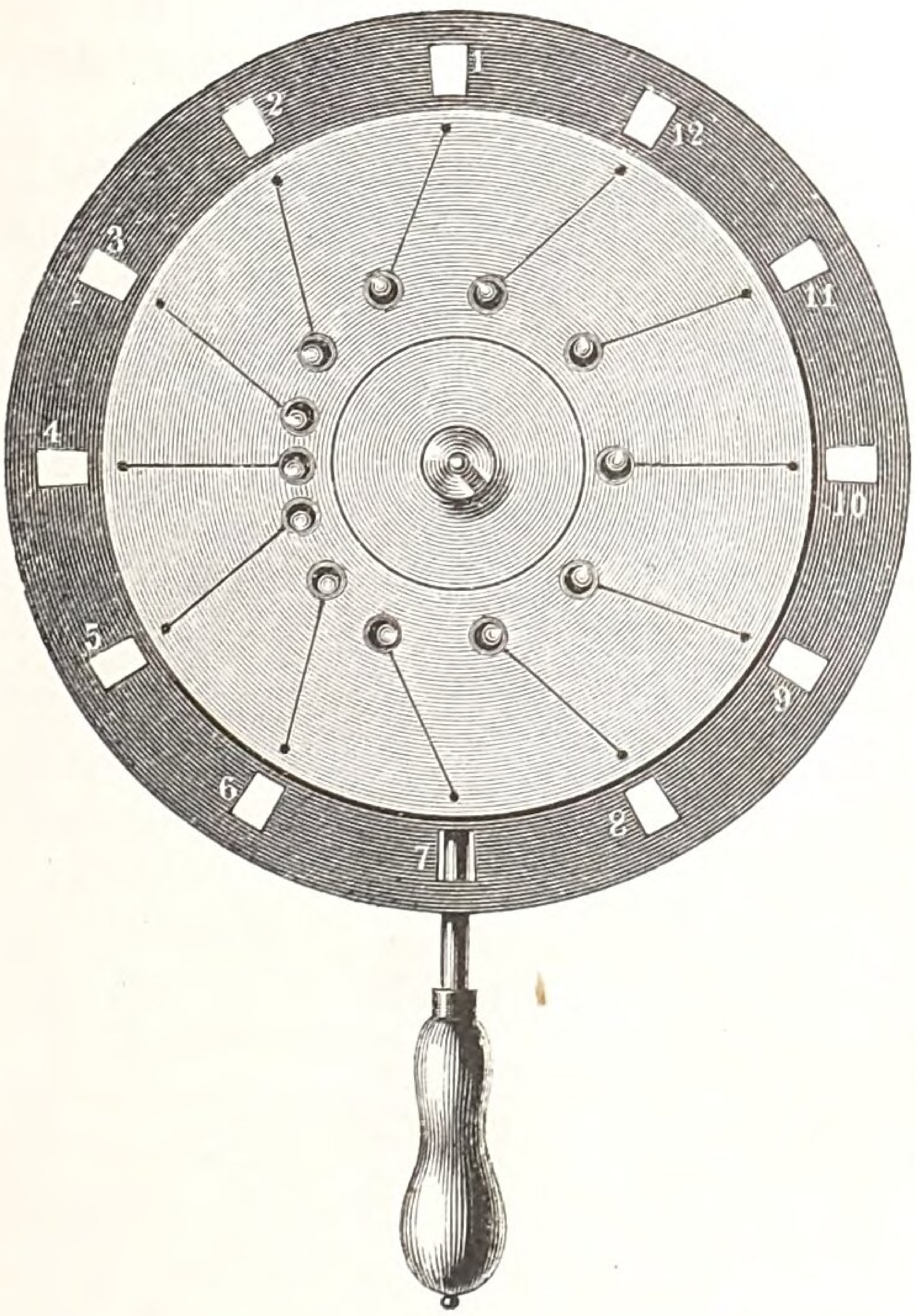
aber der Kreisel im Dunklen rotirend, momentan erleuchtet wird, etwa durch einen Blitz oder einen elektrischen Funken, so kann man die einzelnen Sectoren deutlich unterscheiden.

Macht man in eine Pappscheibe von 5 bis 7 cm Durchmesser diametral gegenüberstehend zwei Löcher, durch welche man Fäden zieht, wie Fig. 272 und Fig. 273 zeigen, so kann man mit Hülfe dieser Fäden die Scheibe rasch drehen, so dass man abwechselnd die eine und dann wieder die andere Seite sieht. Macht man nun auf die eine Seite einen schwarzen Streifen in der Richtung der beiden kleinen Löcher, auf die andere Seite einen Streifen, welcher auf dieser Richtung rechtwinklig steht, so sieht man bei rascher Umdrehung ein Kreuz, weil der Eindruck des horizontalen Streifens im Auge noch nicht erloschen ist, wenn der verticale Streifen sichtbar wird. Ist auf die eine Seite ein Käfig, auf die andere ein Vogel gemalt, so erscheint bei rascher Drehung der Vogel im Käfig u. s. w. Ein solcher Apparat heisst Thaumatrop.

Ein recht sinnreicher und artiger Apparat, welcher sich ebenfalls auf die Dauer des Lichteindruckes gründet, ist die, von Stampfer erfundene, sogenannte Wunderscheibe, die stroboskopische Scheibe oder das Phenakistoskop, von welchem Apparate wir bereits in der Akustik (I. Bd. §. 169, S. 444) wichtige Anwendungen kennen gelernt haben. Eine Scheibe von 20 bis 25 cm Durchmesser kann um eine horizontale Axe in rasche Rotationsbewegung versetzt werden; am Rande dieser Scheibe befindet sich eine Reihe von Oeffnungen, welche in gleichen Abständen auf einander folgen; in der Fig. 274 dargestellten

Wunderscheibe befinden sich 12 solcher Löcher. Innerhalb des durch die 12 Löcher gebildeten Ringes ist nun eine kleinere bemalte Scheibe befestigt, auf welcher ein und derselbe Gegenstand in 12 auf einander folgenden Stellungen abgebildet ist, so dass jedem Loche eine andere Stellung entspricht. In unserer Figur ist ein ganz einfacher Gegenstand gewählt, nämlich ein Pendel. Unter der mit 1 bezeichneten Oeffnung ist das Pendel dargestellt, wie es eben seine äusserste Stellung links erreicht hat; unter der Oeffnung 2 sehen wir das Pendel, wie es sich der Gleichgewichtslage schon wieder genähert hat, bei 3 hat es sich der Gleichgewichtslage noch mehr genähert und bei 4 hat es dieselbe erreicht u. s. w. Dieser Apparat wird nun so vor einen Spiegel gehalten, dass die bemalte Fläche dem Spiegel zugekehrt ist und man durch eine Oeffnung, etwa durch die oberste, das Bild der bemalten Scheibe im Spiegel sieht. Wenn die Scheibe rotirt, so geht eine Oeffnung nach der anderen vor dem Auge vorüber, während aber die Zwischenräume vor dem Auge hergehen, empfängt es kein Licht. Nehmen wir an, dass in einem bestimmten Momente die Oeffnung 1 vor dem Auge vorübergeht, so erblickt man unter derselben das Bild des Pendels in seiner grössten Ausweichung; der in diesem Moment ins Auge gelangende Lichteindruck bleibt nun, bis die zweite Oeffnung vors Auge kommt, und nun erscheint das Pendel an derselben Stelle, an welcher man es eben erst in seiner grössten Ausweichung gesehen hatte, der Gleichgewichtslage etwas genähert; das Bild dieser zweiten Lage bleibt im Auge, bis die dritte Oeffnung vor dasselbe gelangt, und nun sieht man das Pendel seiner Gleichgewichtslage noch mehr genähert u. s. w.; die auf diese Weise der Reihe nach dem Auge vorgeführten Stellungen des Pendels machen nun täuschend den Eindruck,

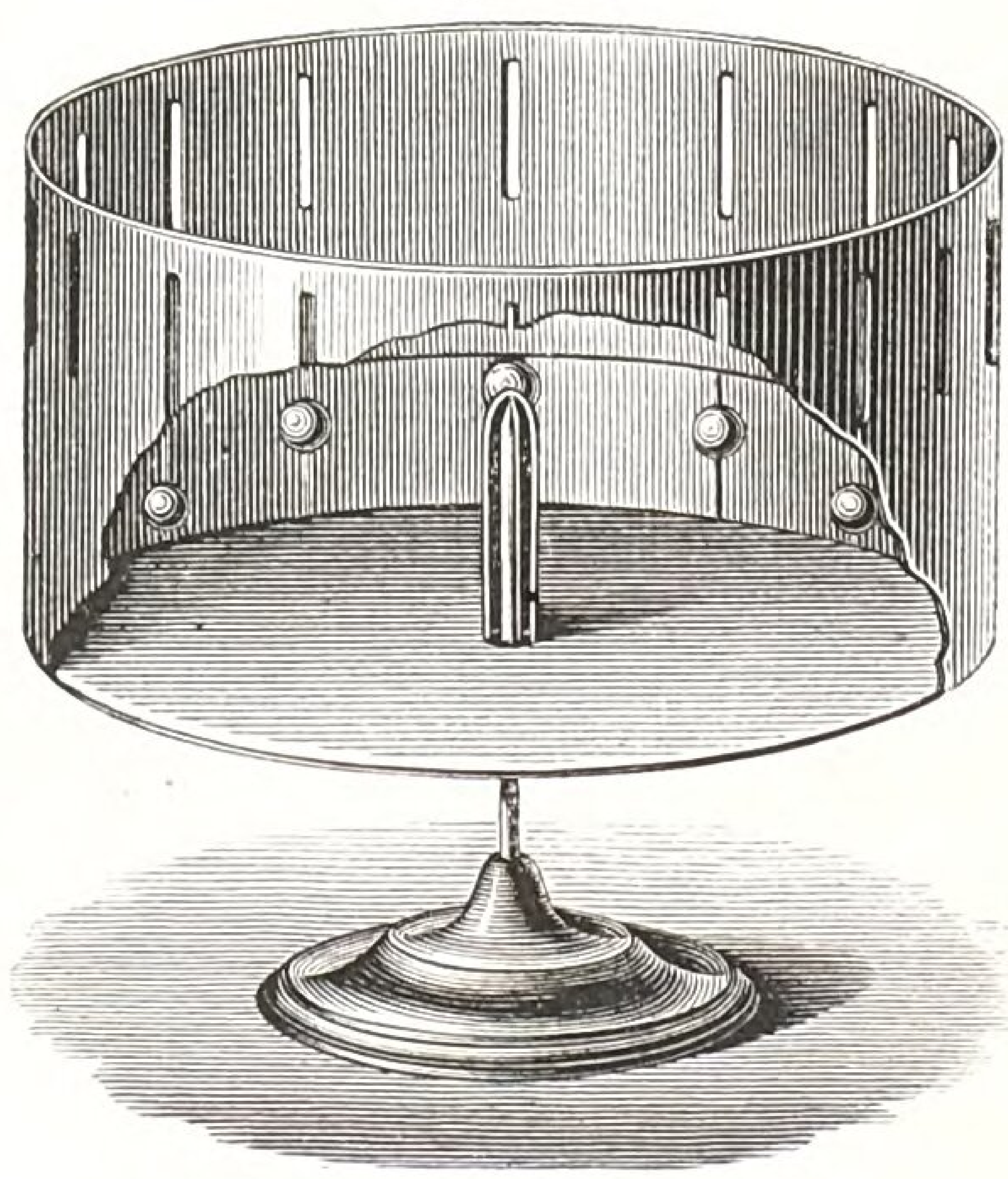
Fig. 274.



als ob man ein Pendel wirklich oscilliren sähe. Statt des Pendels kann man auch andere Gegenstände wählen, die man der Reihe nach in eben so viel verschiedenen Stellungen dargestellt hat, als Löcher vorhanden sind, so dass jeder Oeffnung eine andere Stellung entspricht. Sehr täuschend lassen sich auf diese Weise Bewegungen von Menschen und Thiergestalten darstellen, die man in den verschiedenen auf einander folgenden Stellungen aufgezeichnet hat.

Eine etwas abgeänderte und in mancher Beziehung bequemere Form des Apparates wurde vor einigen Jahren unter dem Namen amerikanische Wundertrommel eingeführt. Fig. 275 zeigt deren Einrichtung. Die Bilder werden auf einen Papierstreifen gezeichnet, innerhalb der Trommel an den Umfang angelegt und durch die gegenüberstehenden Spalten besichtigt, während die Trommel auf einer verticalen Axe gedreht wird. Quinke hat in dieser Form eine Anzahl akustischer und optischer Bewegungen zur Anschauung gebracht. Die Figur 275 zeigt z. B. eine vertical auf- und abschwingende Kugel.

Fig. 275.



Duboscq endlich hat dem Apparat eine solche Anordnung gegeben, dass die durch ihn hervorgebrachten beweglichen Bilder mittelst des Projectionsapparates an eine weisse Wand projicirt werden können.

Ebenso wie die Gegenstände eine gewisse Grösse haben müssen, um durch das Auge wahrnehmbar zu sein, ebenso muss auch der Lichteindruck eine namhafte Zeit andauern, um eine Wirkung auf die Netzhaut hervorzubringen; aus diesem Grunde wird ein sehr schnell sich bewegender Körper, z. B. eine Kanonenkugel, nicht gesehen; das Bild der fliegenden Kugel bewegt sich auf der Netzhaut mit solcher Geschwindigkeit, dass es an keiner Stelle derselben wahrgenommen werden kann.

Die Nachwirkungen auf der Netzhaut sind um so stärker und dauern um so länger fort, je intensiver und andauernder die primitive Einwirkung

war. Die Nachbilder heller Gegenstände sind hell, die Nachbilder dunkler Gegenstände dunkel, wenn das Auge einer ferneren Lichteinwirkung entzogen wird. Sieht man z. B. längere Zeit unverwandt durch ein Fenster nach dem hellen Himmel, wendet man alsdann das Auge weg, indem man es zugleich schliesst, so sieht man noch immer die hellen Zwischenräume begränzt durch die dunklen Fensterrahmen, wendet man dagegen das Auge auf eine weisse Wand, so erscheint im Nachbilde hell, was im ursprünglichen dunkel war, und umgekehrt; man sieht z. B. die Fensterrahmen hell und die Zwischenräume dunkel. Diese Umkehrung ist leicht zu erklären: wird das geblendete Auge auf die weisse Wand gerichtet, so sind die vorher durch das helle Licht afficirten Stellen der Netzhaut weniger empfindlich gegen das weisse Licht der weissen Wand, als diejenigen Stellen der Netzhaut, auf welche das Bild der dunklen Fensterrahmen gefallen war.

Die Nachbilder, von denen soeben die Rede war, sind immer mehr oder weniger gefärbt, und zwar ist diese Färbung um so entschiedener, je intensiver der primitive Lichteindruck war, welcher die Nachbilder veranlasste. Man fixire z. B. einige Zeit lang ein Kerzenlicht recht scharf, schliesse dann die Augen und wende sie nach einer dunklen Stelle des Zimmers, so glaubt man noch immer die Flamme vor den Augen zu haben, aber sie verändert nach und nach ihre Farbe; sie wird alsbald ganz gelb, geht dann durch Orange in Roth, von Roth durch Violett in grünliches Blau über, welches immer dunkler wird, bis das Nachbild endlich ganz verschwindet. Wendet man hingegen das durch das Kerzenlicht geblendete Auge auf eine weisse Wand, so folgen sich die Farben des Nachbildes in fast entgegengesetzter Ordnung, d. h. man sieht anfangs ein ganz dunkles Nachbild auf dem hellen Grunde, welches alsbald blau, grün, gelb wird und endlich vom weissen Grunde nicht mehr unterschieden wird, wenn das Nachbild ganz verschwunden ist, d. h. wenn die Netzhaut sich ganz wieder erholt hat. Der Uebergang von einer Farbe zur anderen beginnt am Rande und verbreitet sich von da aus nach der Mitte. Dieselbe Reihe von Farbenerscheinungen beobachtet man an den Blendungsbildern weisser Papiere, die auf schwarzem Grunde liegend von der Sonne beschienen sind etc.

Eine eingehendere Besprechung dieser Erscheinung gehört in die *Physiologie*.

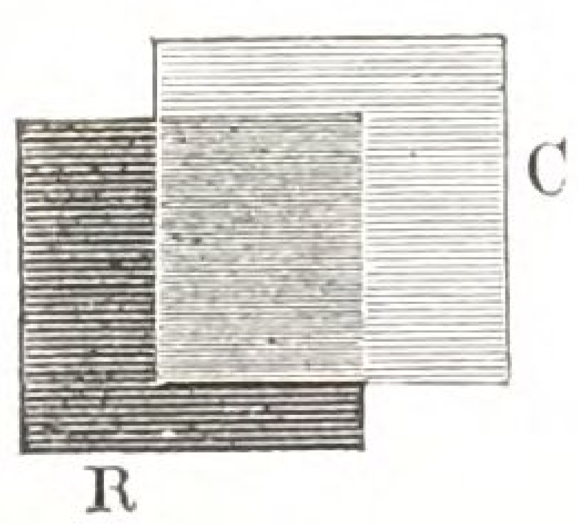
Subjective Farben nennt man solche Farbenerscheinungen, 89
welche ihren Grund in einem bestimmten Reizungszustand der Netzhaut haben und nicht dadurch veranlasst werden, dass Lichtstrahlen der entsprechenden Farbe auf die Netzhaut fallen.

Wenn man längere Zeit einen farbigen Fleck auf weissem Grunde scharf fixirt und dann das Auge seitwärts auf die weisse Fläche richtet, so sieht man ein complementär gefärbtes Nachbild; war der Fleck *blau*, so ist das Nachbild *gelb*; war es *roth*, so ist es *grün* etc. Diese

Erscheinung erklärt sich dadurch, dass die Netzhaut für die Farbe des Objectes abgestumpft und also für diejenigen im weissen Licht enthaltenen Farben empfindlicher wird, die nicht in der Färbung des Objectes enthalten sind, welches die Blendung veranlasste.

Dass die Retina durch das längere Betrachten eines stark erleuchteten farbigen Gegenstandes allmälig gegen diese Farbe abgestumpft wird, geht auch daraus hervor, dass letztere nach und nach immer matter und unscheinbarer zu werden scheint. Man kann sich davon am leichtesten auf folgende Weise überzeugen. Man fixire längere Zeit ein farbiges, etwa ein rothes Quadrat, welches sich auf einem weissen Grunde befindet, und wende dann das Auge nur etwas seitwärts, so dass das complementäre Nachbild zum Theil noch auf das farbige Quadrat fällt, wie dies Fig. 276

Fig. 276.



angedeutet ist. Der freie Theil des Nachbildes erscheint jetzt grün, der frei gewordene Theil des ursprünglichen Bildes, d. h. derjenige Theil, welcher seine Strahlen jetzt auf Stellen der Netzhaut sendet, die vorher noch nicht von dem rothen Licht getroffen waren, erscheint lebhaft roth; da aber, wo beide Quadrate über einander fallen, sieht man ein weit matteres Roth,

Fig. 277.

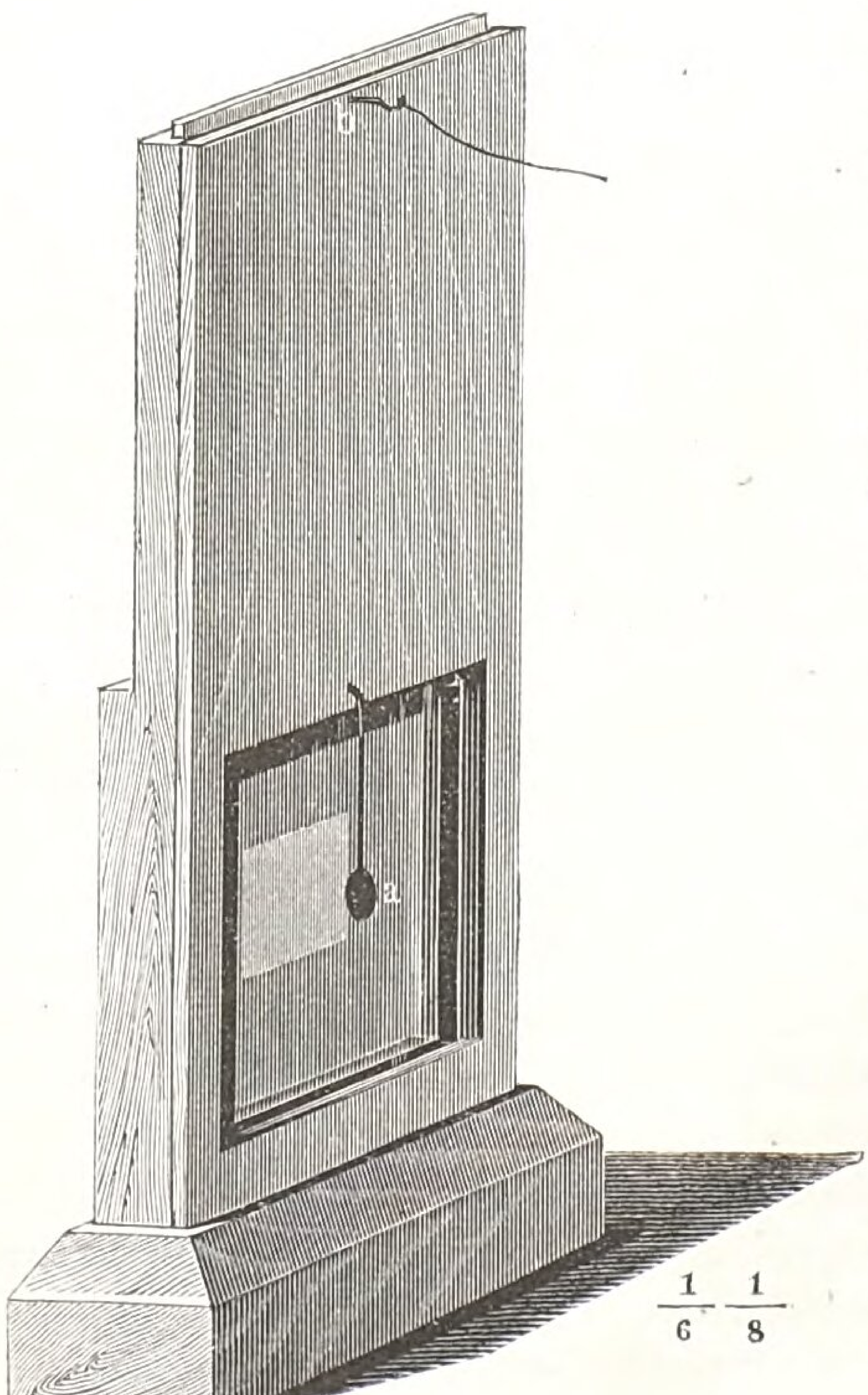
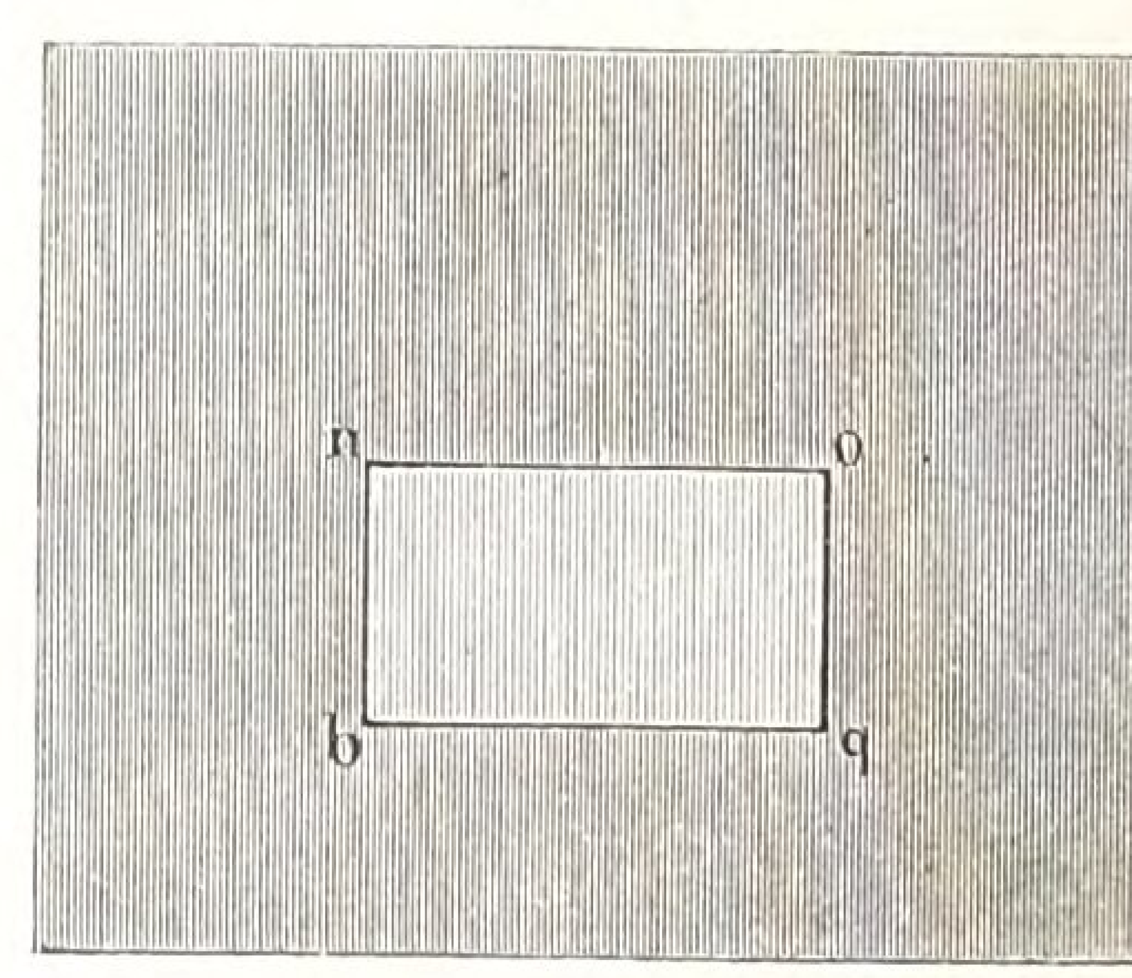


Fig. 278.



denn die von diesem Theile des objectiven rothen Quadrates ausgehenden Strahlen treffen noch immer solche Stellen der Netzhaut, welche gegen den Eindruck des rothen Lichtes schon mehr abgestumpft sind.

Die Farben der complementären Nachbilder nennt man auch **subjective Farben**, weil sie wahrgenommen werden, ohne dass ein äusserer Gegenstand dieser Farbe seine Strahlen ins Auge sendet. —

Ganz besonders schön lassen sich diese subjectiven Farben mit dem Fig. 277 dargestellten, von Nörrenberg construirten Apparate zeigen. Vor die Rückwand des unteren Theiles wird eine mit schön farbigem Papier überzogene Tafel von Pappendeckel eingeschoben, welche in Fig. 278 unverkürzt dargestellt ist; in der Mitte des Theiles der Tafel, welcher sichtbar bleibt, wenn dieselbe in den Apparat eingeschoben worden ist, ist ein längliches Rechteck *nobq* von einer anderen Farbe aufgeklebt, welche wo möglich (aber nicht nothwendig) complementär zur Grundfarbe ist. Hat man den Apparat so aufgestellt, dass die farbige Tafel gut beleuchtet ist, so schaut man dieselbe eine Zeitlang starr an; damit man aber ja das Auge möglichst unverrückt erhalte, ist an der Vorderseite des Apparates, von einem Drahte getragen, ein ungefähr $1\frac{1}{2}$ cm im Durchmesser haltendes schwarz angestrichenes Scheibchen *a*, Fig. 277, angebracht, welches vor der Mitte des farbigen Rechtecks *nobq* erscheint, wenn sich das Auge in gleicher Höhe mit dem Scheibchen gerade in der Mitte vor dem Apparate befindet. Nachdem man nun, das Scheibchen *a* scharf fixirend, die Tafel 16 bis 20 Secunden lang angeschaut hat, ist das Auge bereits ermüdet, und die Farben verlieren ihren Glanz. Ist dies eingetreten, so wird, während der Beschauer noch immer unverwandt das schwarze Scheibchen fixirt, der Stift *b* ausgezogen, so dass ein mit weissem Papier überzogenes Holzrähmchen, welches bis dahin von dem Stifte getragen wurde, herabfällt und die mit farbigem Papier überzogene Tafel zudeckt. Nun sieht man auf dem weissen Papier sehr schön die complementären Farben von denen, welche das Auge vor dem Herabfallen des weissen Schirmes gesehen hatte.

Sehr auffallend ist das Unscheinbarwerden der Farben bei einem von Brewster angegebenen Versuche. Betrachtet man das Spectrum einer Kerzenflamme anhaltend durch ein Prisma, so werden nach und nach die Farben immer unscheinbarer; zuerst verschwindet Roth und Grün, dann Blau, endlich auch das Gelb, und man sieht statt des farbigen Spectrums nur noch einen langen weisslichen Streifen; am sichersten gelingt der Versuch, wenn man mit der Hand das obere Augenlid festhält, um es am Herunterfallen zu verhindern.

Sollte man es bei einer Kerzenflamme nicht zum Verschwinden der Farben bringen können — denn diese, wie alle subjectiven Gesichtserscheinungen, entwickeln sich nicht bei allen Individuen mit gleicher Intensität — so nehme man eine intensivere weisse Flamme zum Object. Auf jeden Fall gelingt der Versuch, wenn man durch das Prisma direct das Sonnenbild betrachtet; das Licht ist so intensiv, dass man sogleich nur einen weissen Streifen ohne alle Färbung wahrnimmt.

Wir dürfen diesen Gegenstand nicht verlassen, ohne darauf aufmerksam zu machen, dass die Experimente mit subjectiven Farbenempfindungen nur mit Vorsicht angestellt werden dürfen, da sie, lange fortgesetzt, die Augen sehr stark anstrengen; Plateau ist in Folge derselben erblindet und auch Fechner war nahe daran, das Augenlicht zu verlieren.

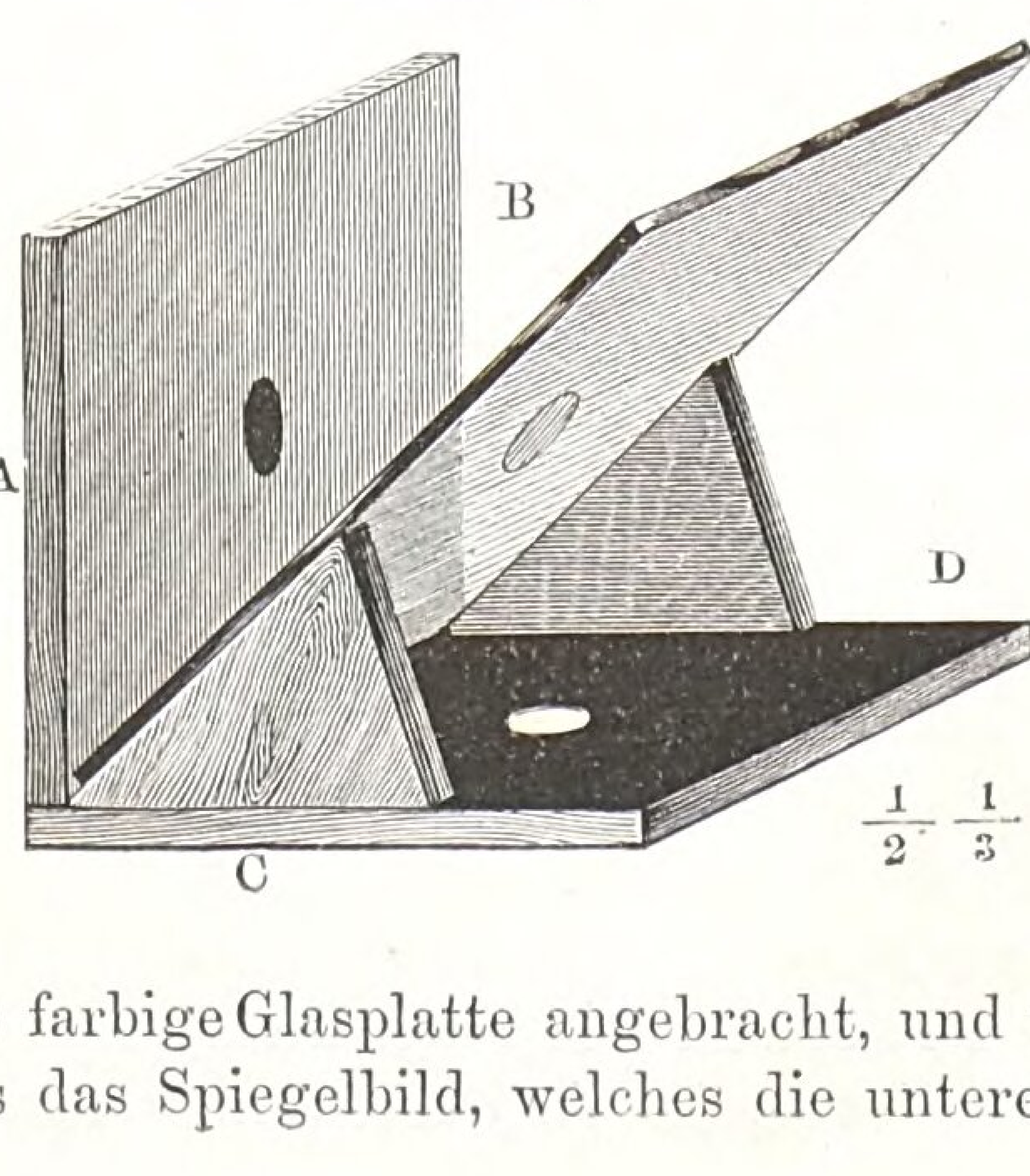
90 **Contrastfarben.** Ein grauer Fleck erscheint auf einer weissen Fläche dunkler, auf einer schwarzen heller, als wenn die ganze Fläche mit demselben grauen Tone überzogen wäre. Ein Versuch, welcher dies recht deutlich zeigt, ist folgender: Man bringe einen schmalen undurchsichtigen Körper, etwa einen Bleistift, zwischen eine Kerzenflamme und eine weisse Fläche, so wird man einen dunklen Schatten auf hellem Grunde sehen; bringt man nun eine zweite Kerzenflamme neben die erstere, so sieht man zwei dunkle Schatten auf dem hellen Grunde; jeder dieser Schatten ist aber jetzt durch eine Kerze also eben so stark erleuchtet, als vorher die ganze Fläche war, und doch hielt man vorher die Fläche für hell und jetzt den Schatten für dunkel; dieser Versuch beweist den bedeutenden Einfluss des Contrastes.

Noch auffallender sind die Contrasterscheinungen bei Betrachtungen farbiger Gegenstände, wobei man oft complementäre Farben sieht, welche objectiv gar nicht vorhanden sind.

Legt man einen schmalen grauen Papierstreifen auf ein lichtgrünes Papier, so erscheint derselbe röthlich, legt man ihn auf ein blaues Papier, so erscheint er gelb, kurz er erscheint immer complementär zur Farbe des Grundes. Sehr deutlich nimmt man die Erscheinung wahr, wenn man einen ungefähr 1 mm breiten Streifen von weissem Papier auf eine Tafel von farbigem Glase klebt und dann durch dasselbe nach einer weissen Fläche, etwa nach einem Blatt weissen Papiers, sieht; oder auch, indem man die eine Seite des Glases ganz mit einem dünnen Papier bedeckt, auf die andere den schmalen Streifen befestigt und dann das Glas vor eine Kerzenflamme hält; der Streifen erscheint dann complementär zur Farbe des Glases, also roth auf einem grünen Glase, blau auf einem gelben u. s. w.

Sehr schön kann man die Contrastfarben mit Hülfe des Apparates Fig. 279 zeigen, welcher sich aus Pappendeckel oder aus dünnen Holzbrettchen herstellen lässt. Die verticale Wand AB ist mit weissem Papier überzogen und hat in der Mitte einen schwarzen kreisrunden Fleck von ungefähr $1^1/_2$ cm Durchmesser. Die horizontale Wand CD ist mit schwarzem Papier überzogen und hat in der Mitte einen weissen Fleck, welcher eben so gross ist als der eben erwähnte schwarze. Unter einem Winkel von 45° gegen AB und CD geneigt, ist nun

Fig. 279.



eine farbige Glasplatte angebracht, und wenn man nun das Auge so hält, dass das Spiegelbild, welches die untere Fläche der Glasplatte von dem

auf CD gemachten weissen Fleck giebt, gerade vor dem schwarzen Fleck der Wand AB gesehen wird, so erscheint dieses Spiegelbild farbig, und zwar ist seine Farbe complementär zur Farbe des Glases. Bei Anwendung einer grünen Glasplatte z. B. sieht man einen rothen Fleck auf grünem Grunde.

Hierher gehören auch die sogenannten farbigen Schatten, welche erscheinen, wenn im farbigen Licht ein schmaler Körper einen Schatten wirft und dieser Schatten durch weisses Licht beleuchtet ist. Man erhält solche farbige Schatten am leichtesten auf folgende Weise: Man lässt Lichtstrahlen durch ein farbiges Glas auf eine weisse Fläche, etwa auf weisses Papier, fallen, so dass sie nun farbig erscheint; fängt man an irgend einer Stelle die das Papier beleuchtenden farbigen Strahlen durch einen schmalen Körper auf, so erhält man einen schmalen Schatten, welcher nur durch das ringsum verbreitete weisse Tageslicht erhellt ist; dieser Schatten erscheint nun complementär zum Grunde; wendet man ein rothes Glas an, so erscheint der Schatten grün; er erscheint blau, wenn man ein gelbes Glas anwendet etc. Die Farben dieser Schatten sind rein subjectiv.

Manchmal beobachtet man auch farbige Schatten, welche wirklich objectiv verschiedenfarbig sind; sie entstehen, wenn ein Körper bei doppelter Beleuchtung zwei Schatten wirft und die beiden Lichtquellen verschiedene Farben haben, denn alsdann ist der eine Schatten nur durch Licht von der einen, der andere Schatten nur durch Licht von der anderen Farbe beleuchtet. Solche farbigen Schatten entstehen, wenn in der Dämmerung das bläuliche Himmelslicht in ein Zimmer fällt, in welchem sich eine brennende Kerze befindet; hält man ein Stäbchen so, dass es einen Schatten im Kerzenlicht, einen zweiten im Tageslicht auf eine weisse Fläche wirft, so erscheint der eine Schatten blau, der andere gelb, weil der eine nur durch das bläuliche Tageslicht, der andere nur durch das gelbliche Kerzenlicht beleuchtet ist; doch möchte auch bei diesem Falle der Contrast einen grossen Einfluss auf die Intensität der Farbenerscheinung und somit die Erscheinung einen theils objectiven, theils subjectiven Grund haben.

Was die Erklärung der farbigen Nebenbilder betrifft, so hängt dieselbe mit der Erklärung der Farbenempfindungen überhaupt wesentlich zusammen, worüber wir im nächsten Paragraphen Einiges mittheilen werden.

Jede Zusammenstellung von Farben, welche complementär zu einander sind, macht einen angenehmen Eindruck auf das Auge, was leicht begreiflich ist, wenn man bedenkt, dass, wenn irgend ein Theil der Netzhaut direct durch irgend eine Farbe afficirt wird, sie ja selbst ein Bestreben zeigt, auf den benachbarten Stellen diesen Gegensatz hervorzurufen.

Farbenscalen von Newton und von Listing. Theorien der Farbenempfindung von Young-Helmholtz und von E. Hering. 91 Die prismatische Zerlegung des weissen Lichtes in die Farben des Spectrums lehrt uns, dass die Anzahl der Farben, das ist die Anzahl der objectiv existirenden Lichtsorten verschieden grosser Brechbarkeit unbegränzt gross ist, da sich zwischen den Strah-

len, welche den äussersten Graden der Brechbarkeit angehören, unendlich viele Strahlen dazwischen liegender Brechbarkeit einschalten lassen.

Doch hat schon Newton, dem wir diese prismatische Zerlegung verdanken, die sichtbaren Farben in sieben, allerdings nicht scharf geschiedene Gruppen getheilt, die wir eben mit den Namen Roth, Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo, Violett belegen.

Bei der Festsetzung der Gränzen dieser Farben ging Newton von der inzwischen als unhaltbar erkannten Hypothese aus, dass zwischen der Reihe der Farben und der Reihe der musikalischen Töne eine Analogie vorhanden sei. Da überdies die von ihm berechneten Farbengränzen mit directen Beobachtungen nicht übereinstimmen und auch durch die von Drobisch (Pogg. Ann. Bd. 88, p. 519) vorgenommenen Modificationen nicht damit in Einklang zu bringen sind, so geben wir einer neueren von Listing (Pogg. Ann. Bd. 131, p. 564) aufgestellten Farbenscala den Vorzug, welche bei grösster theoretischer Einfachheit eine überraschende Uebereinstimmung mit den Beobachtungen darbietet. Nach Listing bilden die Schwingungszahlen der Hauptfarben und deren Gränzen eine arithmetische Reihe, mithin die Wellenlängen, welche Reciproke der Schwingungszahlen sind, eine sogenannte harmonische Reihe. Listing nahm ausserdem die von Brücke (Pogg. Ann. Bd. 74, p. 461) an dem rothen und violetten Ende des Spectrums nachgewiesenen Farben, Braun und Lavendelgrau in die Farbenscala auf, deren Wellenlängen und Schwingungszahlen in der nachfolgenden Tabelle mitgetheilt sind.

	Wellenlänge in Milliontel Millim.	Schwingungszahl in Billionen per Secunde.		Wellenlänge in Milliontel Millim.	Schwingungszahl in Billionen per Secunde.
Gränze	819·8	363·9	Gränze	491·9	606·6
Braun	768·6	388·2	Cyan	473·0	630·8
Gränze	723·4	412·5	Gränze	455·5	655·1
Roth	683·2	436·7	Indigo	439·2	679·3
Gränze	647·2	461·0	Gränze	424·0	703·6
Orange	614·9	485·2	Violett	409·9	727·9
Gränze	585·6	509·5	Gränze	396·7	752·1
Gelb	559·0	533·8	Lavendel	384·3	776·4
Gränze	534·7	558·0	Gränze	372·6	800·6
Grün	512·4	582·3			

Die constante Differenz der Zahlen der zweiten Columne beträgt nach Listing 24·262 mit einem wahrscheinlichen Fehler von ± 0·038. Die wahrscheinliche Unsicherheit in den Werthen der Schwingungszahlen beträgt nur ± 0·751; dies entspricht etwa $\frac{5}{4}$ vom Abstande der beiden *D*-Linien.

Die äusserste Gränze des unter Vorsichtsmaassregeln noch sichtbaren Theils des Spectrums am rothen Ende beträgt nach Helmholtz in Wellenlängen 812, in Schwingungszahlen 367. Ueber das violette Ende hinaus werden von einzelnen Beobachtern nach Mascart's Angabe noch Lichtsor-

ten bis zur Wellenlänge 213 gesehen. Der für gewöhnlich sichtbare Theil des Spectrums umfasst also ungefähr Eine ganze, der in Ausnahmsfällen gesehene Theil nahezu zwei Octaven.

Während in der (chromatischen gleichschwebenden) Tonleiter die Logarithmen der Schwingungszahlen arithmetisch fortschreiten, schreiten in der Farbenscala die Schwingungszahlen selbst arithmetisch fort.

Im *Dispersionsspectrum*, wie es durch ein Prisma erhalten wird, wachsen die Farbenräume von Roth gegen das Violett. Im *Normalspectrum*, welches durch Beugung (Gitter) hergestellt werden kann und in welchem die Farben nach Wellenlängen fortschreiten, nehmen die Farbenräume vom Roth zum Violett ab. Ein (durch das Experiment nicht herstellbares) Spectrum, in welchem die Farben nach Schwingungszahlen fortschreiten würden, wird von *Listing* das *ideale Spectrum* genannt; in diesem hätten die Hauptfarben gleiche Räume.

Aus dem Vorausgehenden ersieht man, dass die Analogie, welche zwischen Tönen und Farben in *physikalischer* Beziehung vorhanden ist, aufhört, sobald wir das *physiologische* Gebiet betreten.

Der Analogie zwischen Tönen und Farben steht keine Analogie zwischen *Tonempfindung* und *Farbenempfindung* zur Seite. Es ist leicht, diesen Unterschied nachzuweisen.

Einfache Töne z. B. bringen eine *einfache* Empfindung, *gemischte* Töne eine *gemischte* Empfindung hervor und Mischungen aus *verschiedenen* Tönen entsprechen stets *verschiedenen* Empfindungen. Bei den Farben ist dies ganz anders: *Einfache* Farben, z. B. die im Spectrum zwischen Gelb und Grün gelegenen Theile, bringen die *gemischte* Empfindung „Gelbgrün" hervor. Das *Gemisch* von Blau und complementärem Gelb bringt die *einfache* Empfindung „Weiss" hervor. Alle die unendlich vielen *verschiedenen* Gemische je zweier complementären einfachen Farben, und ausserdem unendlich zahlreiche Gemische aus je drei und mehr Farben bringen *dieselbe einfache* Empfindung „Weiss" hervor, die sich in Nichts von der Empfindung „Weiss" unterscheidet, welche die Mischung aller Spectralfarben hervorbringt.

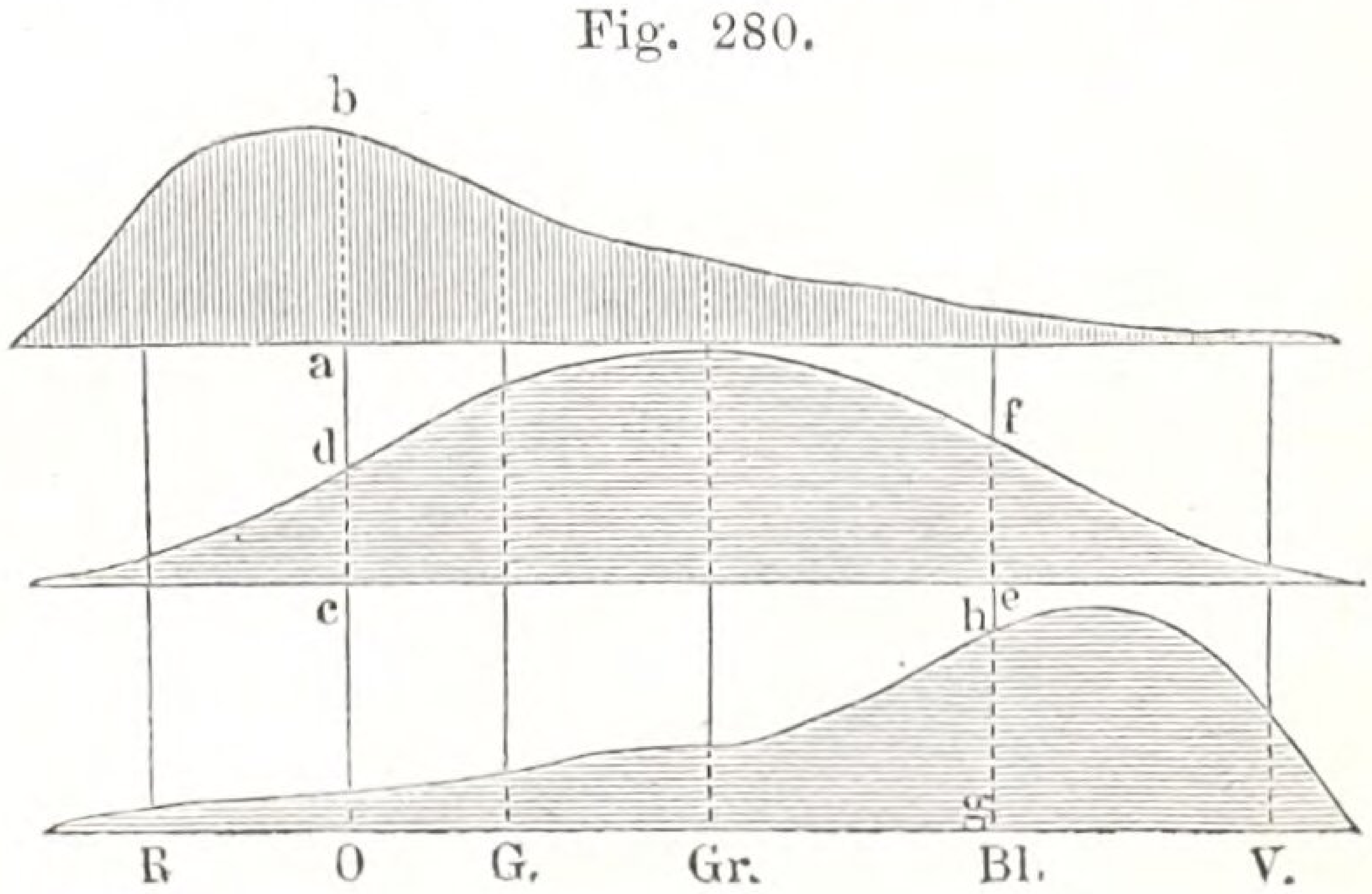
Unsere Empfindung kann sich demnach *gleich* verhalten bei physikalisch ganz *Verschiedenem*. Es ist durch Versuche nachgewiesen, dass wir durch *drei* Farben, von denen zwei nicht complementär sind, unter Mithilfe von Weiss und Schwarz, alle Farbenempfindungen, die es je giebt, hervorrufen können. Diese Thatsache hat dahin geführt, anzunehmen, *dass wir überhaupt nur drei Grundempfindungen für Farben haben*. Diese Theorie muss wohl von derjenigen unterschieden werden, dass es *objectiv* nur drei Grundfarben gebe, durch deren theilweise Ueberdeckung die übrigen entstehen. Letztere (von *Brewster* vertheidigte) Theorie ist längst durch Thatsachen widerlegt. Erstere schon am Anfang dieses Jahrhunderts von *Th. Young* erdachte Theorie ist von *Helmholtz* und von *Maxwell* der Vergessenheit ent-

rissen worden und war bis in die neueste Zeit als Young-Helmholtz'sche Farbentheorie allgemein anerkannt, da sie eine ausserordentlich einfache und klare Uebersicht und Erklärung der Erscheinungen giebt. Die wesentlichsten Grundsätze der Young-Helmholtz'schen Farbenlehre sind folgende:

1. Es giebt im Auge drei Arten von Nervenfasern. Reizung der ersteren erregt die Empfindung des Roth, Reizung des zweiten die des Grün, Reizung des dritten die Empfindung des Violett (Young hatte dafür Blau, Helmholtz setzte statt dessen Violett).
2. Objectiv homogenes Licht erregt stets alle drei Nervenfasern, jedoch in verschiedenem Grade. Der Roth empfindende Nerv wird am stärksten erregt durch die Lichtsorten, welche gegen das rothe Ende des Spectrums zu liegen, der Grün empfindende Nerv durch die mittleren Parthien des Spectrums, der Violett empfindende durch die gegen das Violett gelegenen Spectralfarben.
3. Gleich starke Erregung aller drei Nerven giebt die Empfindung Weiss.

Fig. 280 mag auf graphische Weise die Erregungsstärke der drei Nervenfasern durch die verschiedenen Farben vorstellen. Auf der Abscissenaxe sind die Farben angeschrieben, die Höhe der Ordinaten der Curve giebt die Erregbarkeit des betreffenden Nervs durch die Farbe.

Fig. 280.



Um ein Beispiel durchzuführen, wollen wir zeigen, wie durch verschiedene Farbenmischungen Weiss entstehen kann.

Mischen wir alle Farben, so entsteht Weiss, weil die Flächenräume der drei Curven gleich gross, d. h. die Summe der Erregungen für die drei Nerven gleich gross sind. Mischen wir Orange mit Blau, so finden wir, dass Orange den ersten Nerven fast mit dem Maximum, Blau den dritten Nerven auch fast mit dem Maximum seiner Erregbarkeit trifft, während Orange und Blau, jedes für sich, den mittleren Nerven fast mit dem halben Maximum, zusammen also ebenso stark treffen, wie die beiden anderen Nerven, also $ab = cd + ef = gh$, Fig. 280. Aehnlich geht

es mit den anderen complementären Mischungen. Nach dieser Theorie sehen wir alle Farben, auch die reinen, mit etwas Weiss gemischt, weil alle Farben jeden der drei Nerven bis zu einem gewissen Grade reizen. Nur die im §. 89 besprochenen subjectiven Farben könnten von dieser Beimischung wenigstens nahezu frei sein. Auch der Daltonismus, d. h. die Farbenblindheit, kann durch diese Theorie erklärt werden.

Eine eingehendere Besprechung dieses Gegenstandes müssen wir uns hier versagen, und zwar um so mehr, als wir noch eine neuere von Prof. Ewald Hering in Prag erdachte Farbentheorie anzuführen haben, welche mit der Young-Helmholtz'schen in Concurrenz getreten ist.

Hering's Farbentheorie unterscheidet sich von der eben vorgetragenen insbesondere durch die wesentlich abweichende Auffassung der Weiss- und Schwarzempfindung. Nach Young-Helmholtz's Farbentheorie ist die Schwarzempfindung nur der Mangel an Lichtempfindung, also etwas rein Negatives; nach Hering beruht die Schwarzempfindung, ebenso wie die Weissempfindung auf einem physiologischen Vorgange in der Sehsubstanz des Auges und zwar beruht die Weissempfindung auf einem Verbrauch von Stoff, die Schwarzempfindung auf dem Ersatz desselben. Ersterer Process wird Dissimilirung, letzterer Assimilirung genannt, für welche beide Ausdrücke wir nach Hering's Vorgange einfach die Zeichen D und A setzen wollen. Der D-Process löst also Weissempfindung aus, der A-Process die Schwarzempfindung. D und A zusammen geben Grau.

Der D-Process wird durch das Licht eingeleitet und ist, ausser von der Intensität desselben, auch von dem Vorrath an A-Material abhängig, so zwar, dass bei grossem Vorrath schon schwache Lichtreize ausreichen, während es bei geringem Vorrath oder Erschöpfung an A-Material starker Lichtreize bedarf, um den D-Process aufrecht zu erhalten.

Es giebt keine Reize, die direct den A-Process einleiten, doch wird er und damit die Schwarzempfindung indirect durch den D-Process gefördert, indem Verbrauch an einer Stelle in der Nachbarschaft stärkeren Ersatz hervorruft. Mittelst dieser Theorie ist es zunächst möglich, die verschiedenartigen Contrasterscheinungen und die Nachbilder zu erklären.

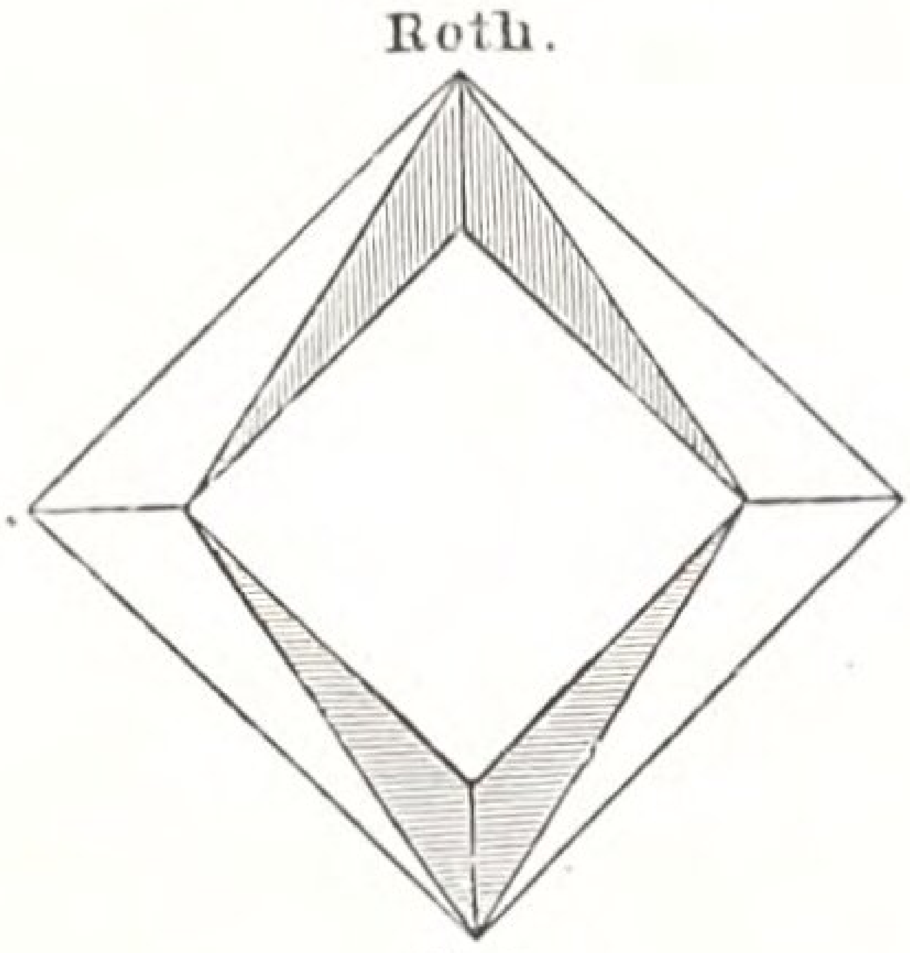
Einfache Farbenempfindungen giebt es nach Hering vier, nämlich Roth und Grün, Gelb und Blau. Bei ihrer Aufstellung war der Gedanke maassgebend, dass diese Farben, und nur diese, uns wirklich als einfache erscheinen, ohne dass wir im Stande wären, in ihnen irgend eine Mischung von zwei Farben zu erkennen. Dagegen erscheint die violette Farbenempfindung als gemischte Empfindung aus Blau und Roth, ebenso Orange aus Gelb und Roth. Dabei ist stets zu beachten, dass die physikalische Bedeutung der objectiven Farben Orange, Violett durchaus unangetastet bleibt, da hier nur von den Farbenempfindungen die Rede ist.

Man kann von der Empfindung Roth aus durch eine continuirliche Reihe von gemischten Empfindungen (Roth-Gelb, Gelb-Roth) zur reinen

Gelbempfindung, von dieser durch Grün-Gelb, Gelb-Grün zur reinen Grünempfindung, von dieser durch Blau-Grün und Grün-Blau zur reinen Blauempfindung und von dieser endlich durch Roth-Blau und Blau-Roth zur reinen Rothempfindung übergehen, während es keinen solchen Uebergang vom Roth zum Grün oder vom Gelb zum Blau giebt. Fig. 281 erläutert in einem Schema diesen Sachverhalt. Nach Hering's Theorie beruhen nun Rothempfindung einerseits und Grünempfindung andererseits ebenso auf entgegengesetzten Processen, d. h. auf Verbrauch von Stoff und Ersatz derselben, wie Weissempfindung und Schwarzempfindung und ebenso verhält es sich mit Gelb und Blau. Wir haben demnach drei Farbenpaare:

I. Weiss und Schwarz.
II. Roth und Grün.
III. Gelb und Blau.

Fig. 281.



Das erste Paar kann eine gemischte Empfindung geben, das zweite und dritte Paar nicht, denn die zugehörigen Empfindungen heben sich gegenseitig auf, so dass z. B. Roth und Grün eigentlich nicht complementär sondern conträr zu nennen wären. Doch besteht die Eigenheit, dass das zweite und dritte Paar von Empfindungen stets auch das erste mit wachruft. Daher kommt es denn, dass Roth und Grün in gleicher Stärke zusammenwirkend, Nichts übrig lassen als (mit Schwarz mehr oder weniger vermengte) Weissempfindung.

In allerjüngster Zeit hat Weinhold gegen einen Theil der Hering'schen Theorie Einwendungen erhoben und insbesondere ausgeführt, dass dieselbe die Erscheinungen an Farbenblinden nicht genügend erkläre und dass die Annahme, dass die Empfindung des Violett des Spectrums durch das Roth und Blau desselben hergestellt werden könne, thatsächlich nicht richtig sei. Dagegen behält Weinhold Hering's Vorstellung von der Assimilirung und Dissimilirung bei und versucht eine vermittelnde Theorie aufzustellen, welche drei Empfindungsreihen, eine rothschwarze, eine grünschwarze und eine violettschwarze annimmt. Wir müssen uns hier auf diese kurzen Andeutungen beschränken.

Die Lehre von den Farbenempfindungen ist im besonderen Grade geeignet, uns zu vergegenwärtigen, dass unsere Vorstellungen nicht einfach den Objecten selbst entsprechen, sondern vielmehr den physiologischen Vorgängen, welche durch die Einwirkung der Objecte auf innere Sinne hervorgerufen werden.

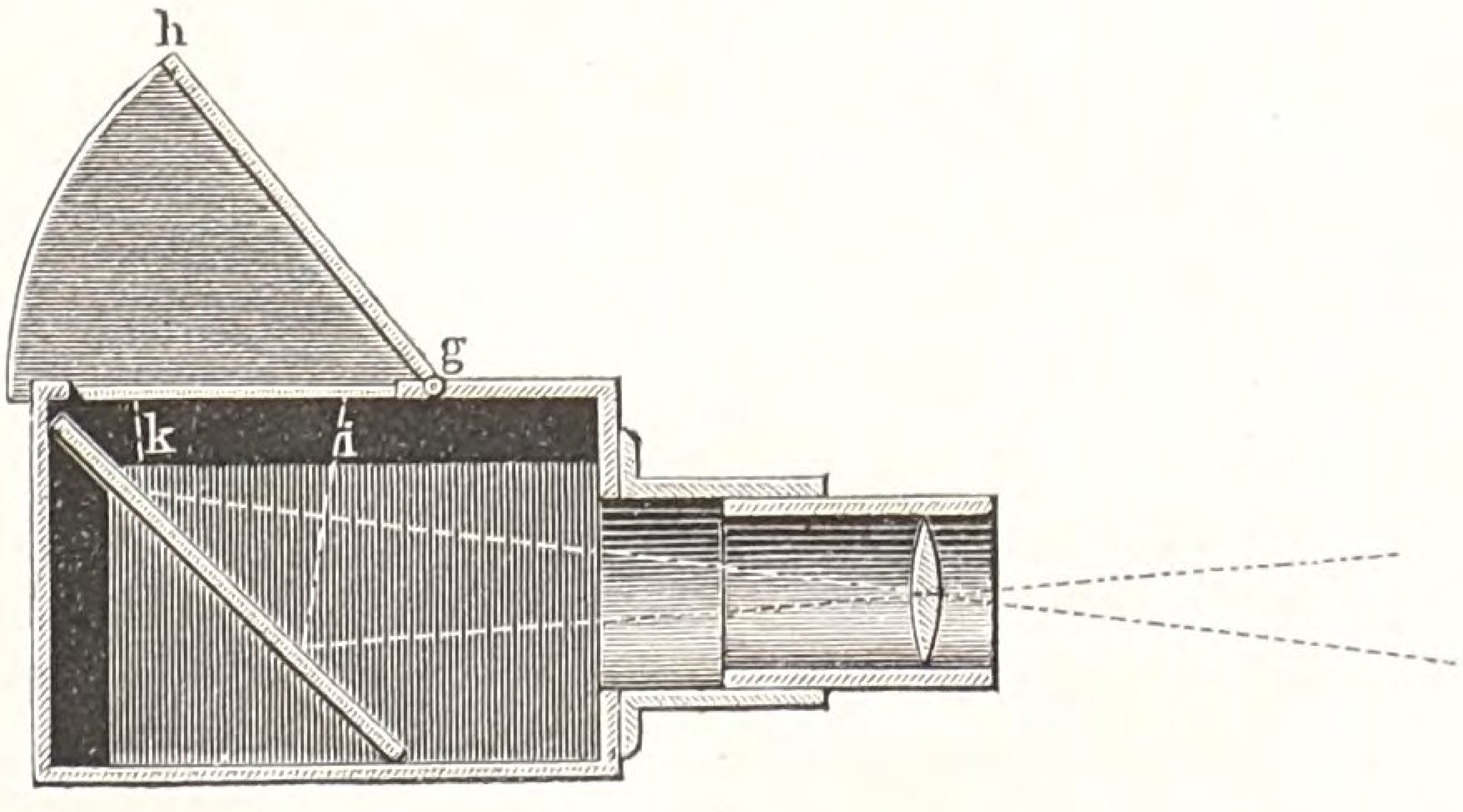
Achtes Capitel.

Die optischen Instrumente.

Die camera obscura. Unter jenen aus Linsen und Prismen zusammengesetzten Apparaten, welche man insbesondere mit dem Namen optische Instrumente belegt, ist die von Leonardo da Vinci erfundene Dunkelkammer oder camera obscura einer der wichtigsten. Sie besteht im Wesentlichen aus einer Sammellinse, deren Brennweite gewöhnlich 40 bis 80 cm beträgt, durch welche ein reelles Bild entfernter Gegenstände entworfen wird; um den Effect dieses Bildes möglichst zu heben, muss von der Fläche, auf welcher es aufgefangen wird, alles seitliche, nicht hierher gehörige Licht sorgfältig ausgeschlossen, d. h. es muss in einer dunklen Kammer aufgefangen werden. 92

Die früher gebräuchlichsten Formen der camera obscura sind in Fig. 282 und 283 dargestellt. Fig. 282 stellt einen Kasten dar, an dem

Fig. 282.



sich eine Röhre befindet. In dieser Röhre lässt sich eine zweite aus- und einschieben, welche eine Sammellinse von entsprechender Brennweite enthält; die durch diese Linse in den dunklen Kasten eindringen-

den Strahlen werden durch einen, in einem Winkel von 45⁰ gegen die Axe der Linse geneigten ebenen Spiegel nach oben reflectirt, so dass das Bild eines entfernten Gegenstandes bei *ik* auf einer mattgeschliffenen Glastafel aufgefangen werden kann. Der Deckel *gh* dient, um das fremde Licht von dem Bilde möglichst abzuhalten. Wenn die mattgeschliffene Seite des Glases nach oben gekehrt ist, so kann man auf demselben mit Bleistift die Umrisse des in *ik* entstehenden Bildes nachfahren und so eine naturgetreue Zeichnung der Gegenstände erhalten.

Fig. 283.

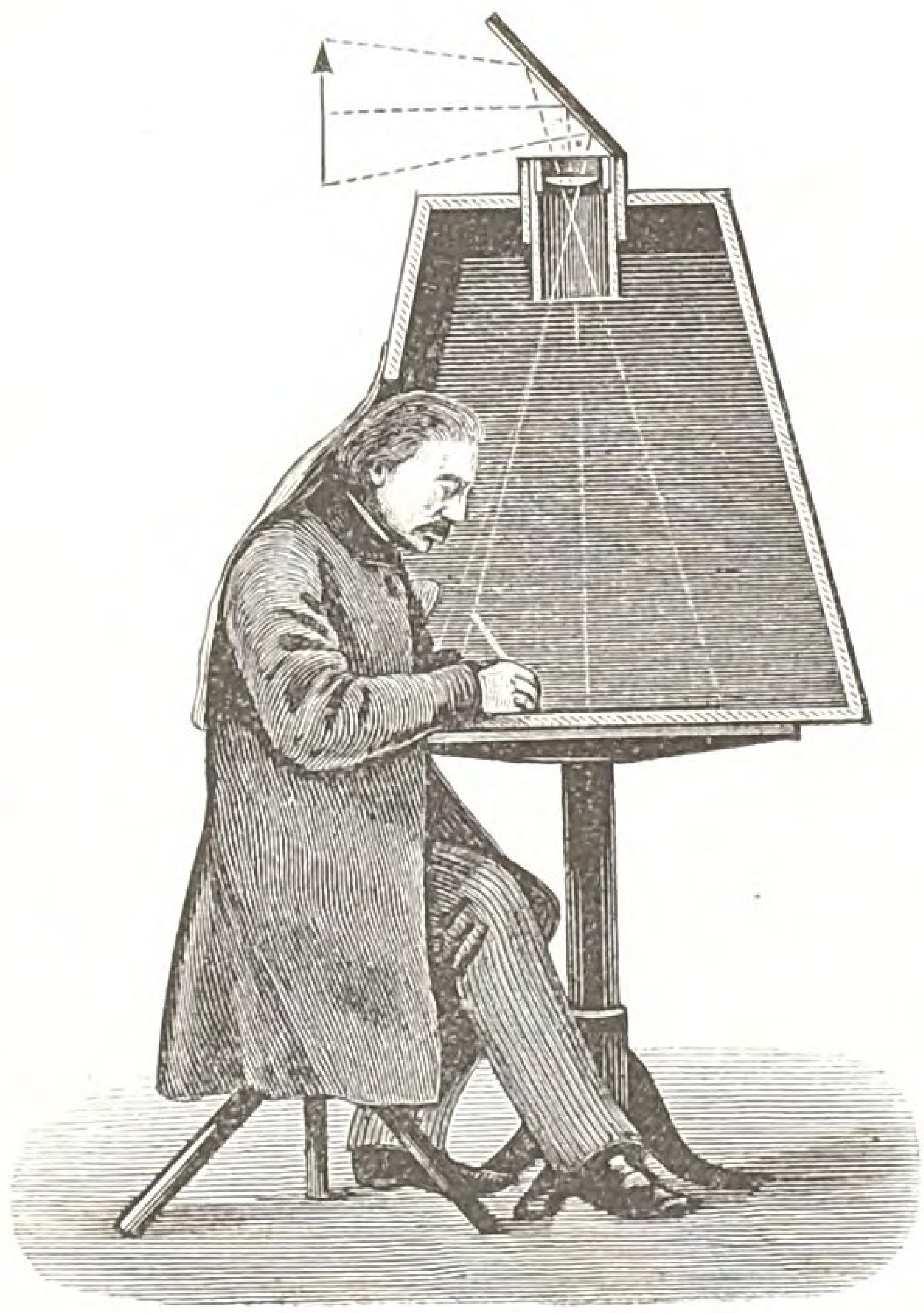


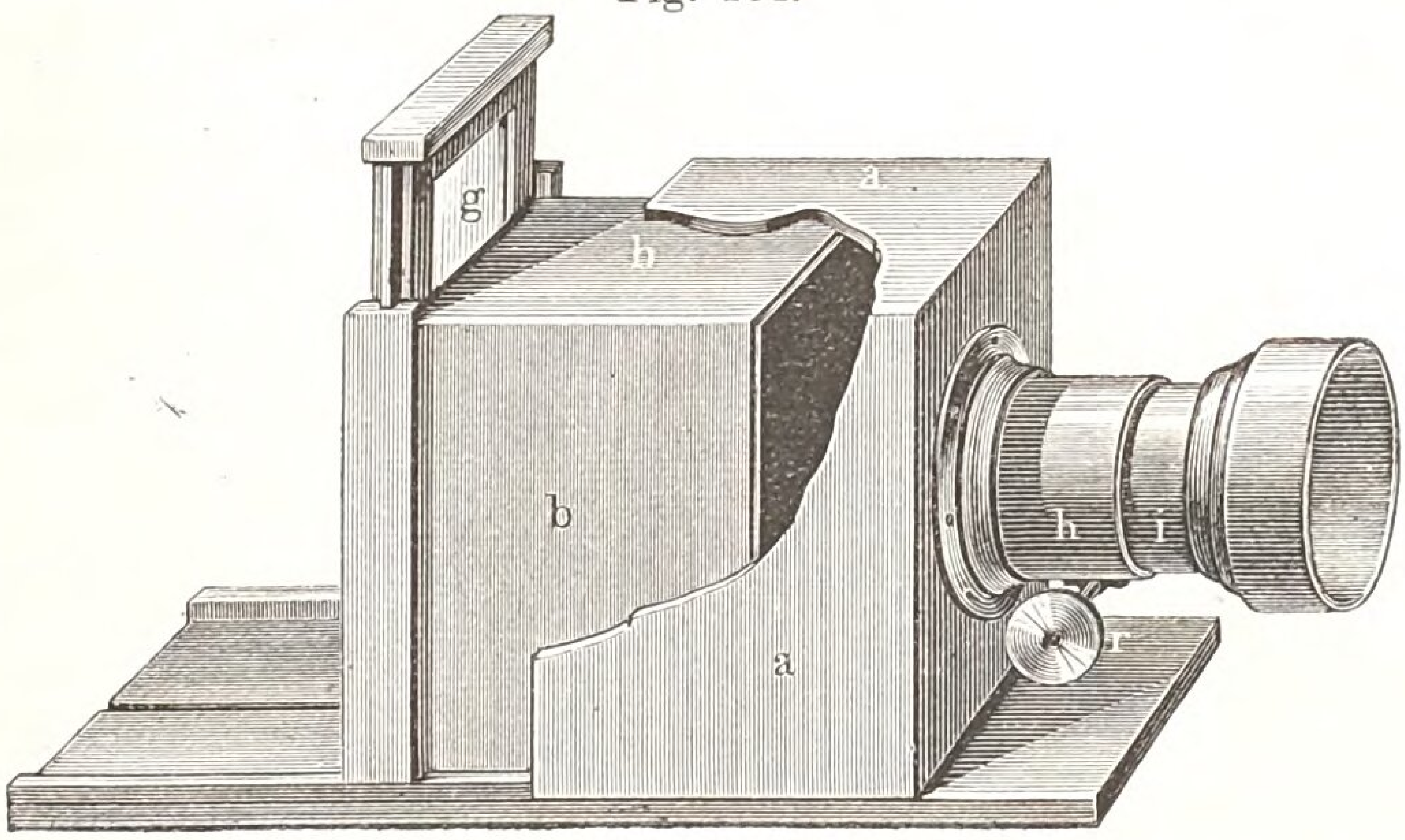
Fig. 283 stellt einen Kasten dar, auf dessen Boden ein Blatt weissen Papiers gelegt wird; durch die obere Fläche des Kastens geht eine Röhre, welche die Sammellinse enthält, über welcher sich dann ein 45⁰ gegen die Verticale geneigter ebener Spiegel befindet. Die von einem entfernten Gegenstande kommenden Strahlen werden durch den Spiegel nach unten reflectirt, so dass das Bild auf der Fläche des Papiers entsteht. Dieses Bild ist sehr lebhaft, weil durch die Wände des Kastens alles seitliche Licht ausgeschlossen ist, und man kann deshalb die Contouren dieses Bildes leicht mit Bleistift nachfahren.

Durch die bereits oben besprochene Erfindung der Photographie ist es möglich geworden, die Bilder der camera obscura zu fixiren, jedoch mussten nun auch alsbald grössere Anforderungen an die Leistungen dieses Apparates gemacht werden; es kam jetzt darauf an, nicht allein sehr reine und scharfe, sondern zugleich auch sehr lichtstarke Bilder hervorzubringen. Zunächst versteht es sich von selbst, dass man achromatische Linsen in Anwendung bringen musste. Um die nöthige Lichtmenge zu erhalten, muss der Durchmesser der Linse ziemlich gross sein, und da doch ihre Brennweite zugleich ziemlich gering sein soll, so würden die Fehler wegen sphärischer Aberration viel zu bedeutend werden, wenn man das Bild durch eine einzige Linse erzeugen wollte; die einfache Linse wurde deshalb nach den in §. 36 entwickelten Grundsätzen durch ein System zweier Linsen ersetzt, die in einiger Entfernung von einander stehen, und deren jede eine achromatische Crown-Flintglaslinse ist.

Fig. 284 zeigt den Apparat, wie er gewöhnlich zum Photographiren angewendet wird. Auf der Vorderseite des Kastens *a* ist eine messingene

Hülse *h* befestigt, in welcher sich eine zweite *i* mittelst eines Triebes, der durch den Knopf *r* bewegt wird, aus- und einschieben lässt. Diese

Fig. 284.



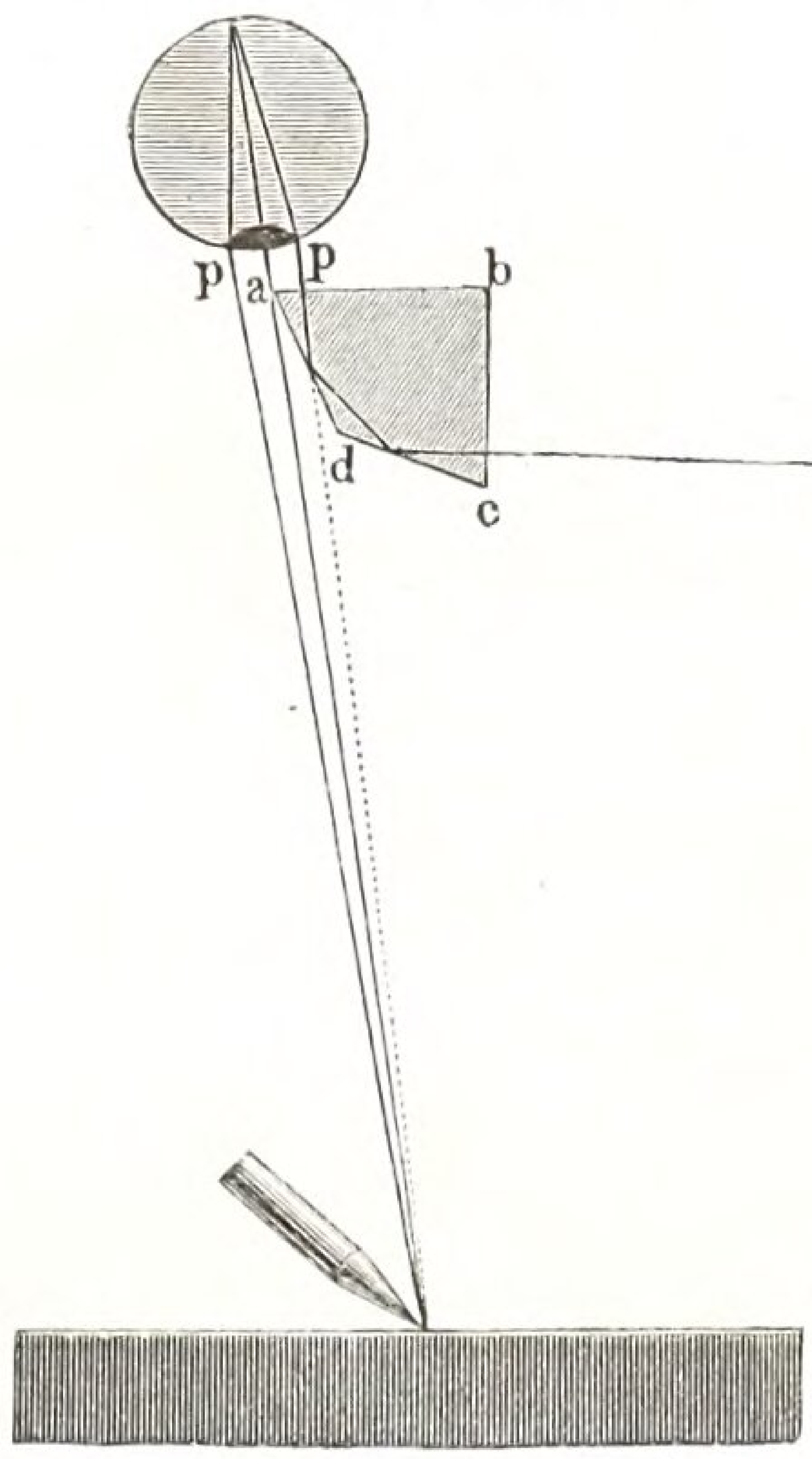
Hülse *i* enthält das Linsensystem, welches seine Bilder auf einer gegenüberstehenden mattgeschliffenen Glastafel entwirft. Diese Glastafel *g* ist in einem Schieber befestigt, welcher die Rückwand des in den Kasten *a* hineinpassenden, nach vorn hin offenen Kastens *b* bildet. Unsere Figur zeigt den Schieber mit der Glastafel etwas in die Höhe gezogen. Je näher der Gegenstand rückt, dessen Bild man erhalten will, desto weiter muss man den Kasten *b* aus *a* herausziehen. Die feinere Einstellung geschieht durch Verschiebung der Linse mittelst des schon erwähnten Triebes *r*.

Zeichnungsapparate. Wir haben im vorigen Paragraphen ge- 93
sehen, wie man die Contouren der auf Papier oder auf eine matte Glastafel entworfenen Sammelbilder einer camera obscura nachzeichnen kann. Denselben Zweck kann man aber auch dadurch erreichen, dass man auf einer Papierfläche das virtuelle Bild des abzuzeichnenden Gegenstandes in solcher Weise entstehen lässt, dass man ausser diesem virtuellen Bilde auch noch die Papierfläche selbst nebst der Spitze des zur Zeichnung verwendeten Bleistiftes sehen kann.

Ein derartiger Apparat ist Wollaston's camera lucida oder clara. Sie besteht im Wesentlichen aus einem vierseitigen Prisma *abcd*, Fig. 285 (a. f. S.), welches bei *b* einen rechten und bei *d* einen stumpfen Winkel von 135^0 hat; die Fläche *cb* ist gegen das Object gekehrt, dessen Zeichnung man entwerfen will. Ein vom Gegenstande kommender Lichtstrahl dringt rechtwinklig zu der Fläche *cb* in das Prisma ein, erleidet an der Fläche *cd* eine erste, und an der Fläche *ad* eine zweite totale Reflexion, und tritt endlich, nahe bei dem Eck *a*, fast rechtwinklig zur Fläche *ab* wieder aus. Wird nun das Auge so über diese Fläche gehalten, dass sich die Pupille etwa in *pp* befindet, so ist

klar, dass man durch die eine Hälfte der Pupille das reflectirte Bild des Gegenstandes x sehen wird, während man durch die andere Hälfte der Pupille direct an dem Eck a vorbei nach einem horizontalen weissen Blatt Papier sieht, auf welchem sich dieses Bild projicirt. Wenn man nun mit der Hand den Bleistift auf das Papier hält, so sieht man zugleich die Spitze des Bleistiftes und das Bild von x, man kann also leicht die Contouren des Bildes mit dem Bleistifte nachfahren.

Fig. 285.



Damit dieses Instrument für die Anwendung bequemer sei und das Auge nicht ermüde, muss man gefärbte Gläser anwenden, um zu erreichen, dass beide Bilder ungefähr gleiche Helligkeit haben, und Linsen, um zu bewirken, dass die Strahlen von beiden mit gleicher Divergenz auf das Auge fallen, damit das Auge sich für beide accommodiren kann.

Nach Sömmering's Angabe kann man eine camera clara ganz einfach aus einem kleinen Metallspiegel machen. Fig. 286 stellt ein solches Spiegelchen in natürlicher Grösse dar und zwar in einer Weise gefasst, wodurch es besonders geeignet wird, um die durch ein Mikroskop gesehenen Gegenstände zu zeichnen. Der Ring a wird um das Ocularrohr des Mikroskops gelegt und das Spiegelchen s so gerichtet, dass die von unten auf den Spiegel fallenden und in horizontaler Richtung von demselben reflectirten Strahlen auf das Auge bei o fallen, welches also das Bild des unter dem Objectiv des Mikroskops liegenden Gegenstandes in der Richtung on erblickt. Wird nun rechtwinklig zu on ein Papierblatt aufgestellt, so erscheint das Bild des unter dem Objectiv liegenden Gegenstandes auf dieses Papierblatt projicirt, während gleichzeitig die neben dem Spiegel vorbei in das Auge fallenden Strahlen das Papier selbst nebst der Bleistiftspitze sehen lassen.

Denken wir uns den Spiegel aus der in Fig. 286 dargestellten Lage um 180^0 gedreht, so dass seine spiegelnde Oberfläche schräg nach oben gerichtet ist, so wird ein von oben herabsehendes Auge das Bild der Gegenstände, welche von n her ihre Strahlen in horizontaler Richtung auf den Spiegel senden, auf ein unterhalb des Spiegels horizontal liegendes Papierblatt projicirt sehen.

Fig. 287 stellt Nobert's (zu Barth in Pommern) camera lucida, welche ebenfalls vorzugsweise zum Zeichnen mikroskopischer Gegenstände geeignet ist, in natürlicher Grösse dar. Sie wird so auf das Ocular des

Mikroskops aufgeschraubt oder aufgesetzt, dass die Mitte des oben unter einem Winkel von 45° abgeschnittenen und mit einer dünnen geschliffe-

Fig. 286.

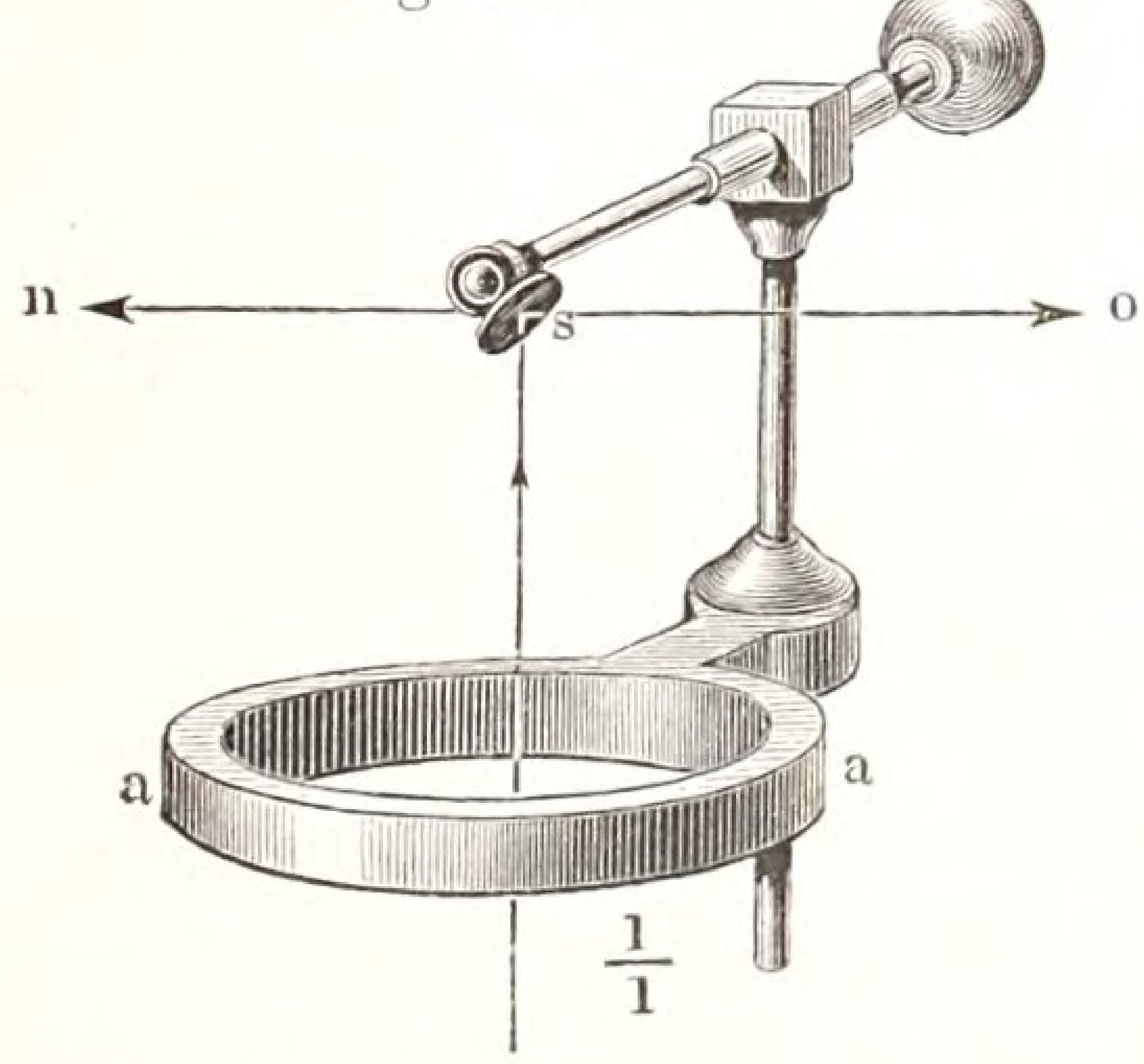
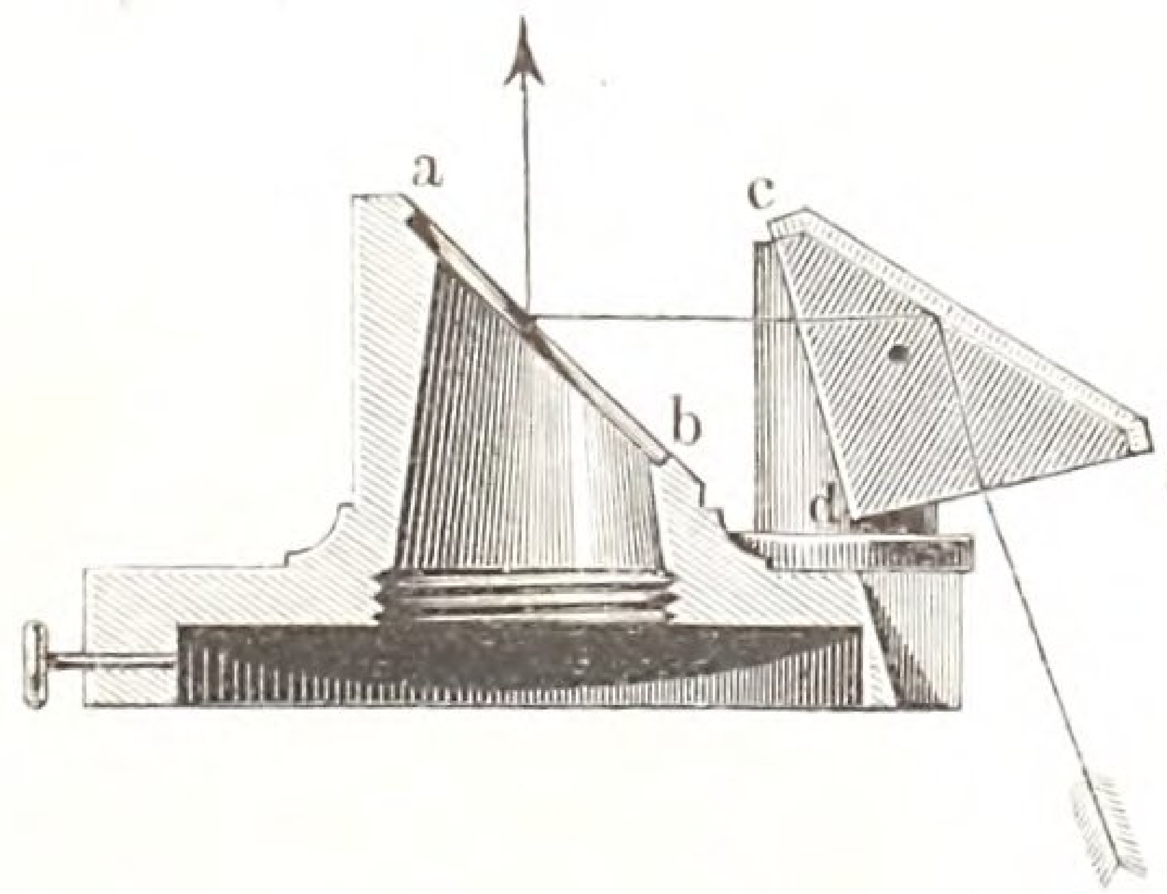


Fig. 287.

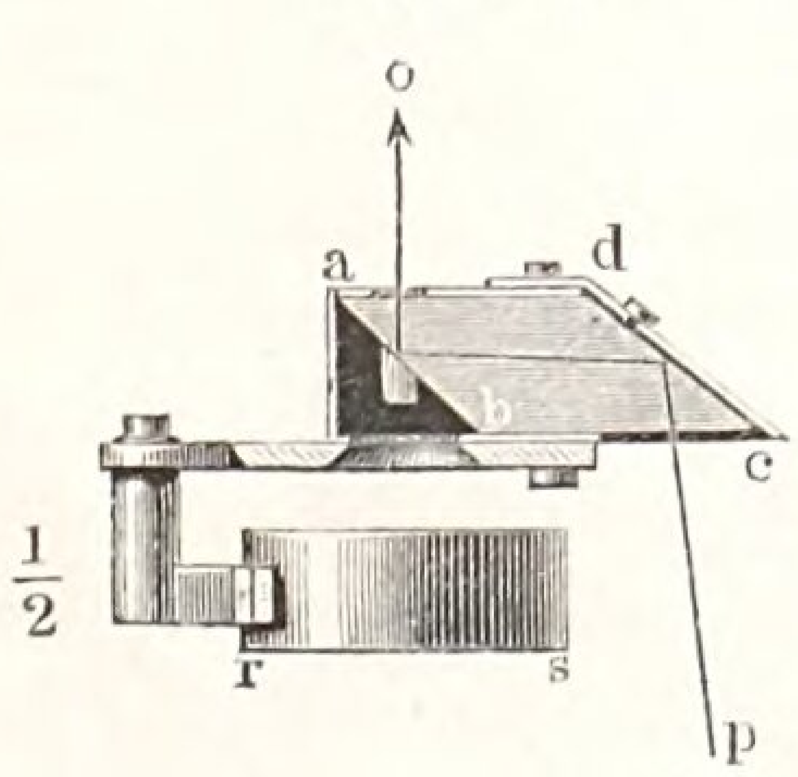


nen Glasplatte *ab* bedeckten Rohres gerade über die Mitte des Oculars zu stehen kommt.

Der Glasplatte *ab* gegenüber ist nun ein rechtwinkliges Glasprisma *cdf* angebracht, welches durch einen kleinen Messingpfeiler getragen wird, und um eine horizontale (in unserer Figur durch einen Punkt angedeutete) Axe drehbar ist. Dies Prisma wird nun so gestellt, dass die Lichtstrahlen von dem neben das Mikroskop gelegten Papiere auf dem durch den gebrochenen Pfeil angedeuteten Wege ins Auge gelangen. Man sieht also das Bild des Papiers und der Bleistiftspitze, nachdem die von ihnen ausgehenden Strahlen eine totale Reflexion an der Rückwand des Prismas und eine einfache Spiegelung an der Oberfläche der Glasplatte *ab* erfahren haben, an derselben Stelle, an welcher man die unter dem Mikroskop liegenden Gegenstände erblickt, man kann also die Contouren derselben nachzeichnen.

Für den gleichen Zweck hat Nachet in Paris die camera lucida construirt, welche Fig. 288 in $^1/_2$ der natürlichen Grösse und zwar der obere Theil derselben im Durchschnitt dargestellt ist. Auf die Mitte der Fläche *ab* des Glasparallelepipeds *abcd* ist ein kleines Glascylinderchen angekittet, durch welches hindurch ein in *o* befindliches Auge das Bild der unter das Mikroskop gelegten Gegenstände sieht, wenn der Ring *rs* die Ocularröhre desselben umfasst. Gleichzeitig sieht aber das Auge auch ein Blatt Papier, welches neben dem Mikroskop auf den Tisch gelegt ist und den darauf gehaltenen Bleistift, indem die von *p* herkommenden Strahlen, nachdem sie eine erste totale Reflexion an der Fläche *cd*, eine zweite an der Fläche *ab* erlitten haben, in gleicher Richtung in das Auge gelangen.

Fig. 288.



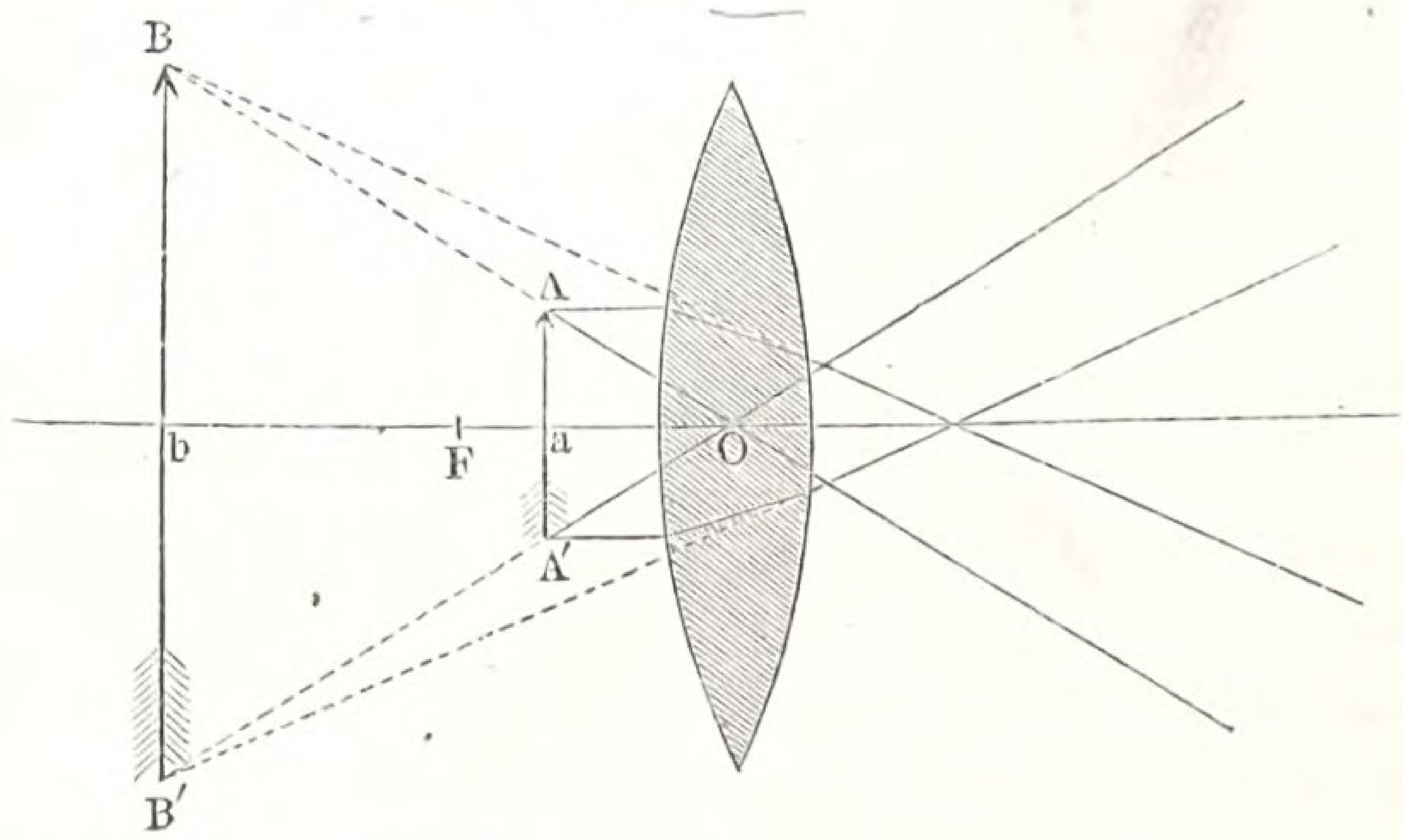
A. Terquem endlich hat die camera lucida durch eine schwach versilberte und dann gefirnisste Glasplatte ersetzt, welche gut reflectirt

und doch noch genügend durchsichtig ist. Einfache Spiegelglasplatten (ohne Amalgam) wurden schon früher zu demselben Zwecke in Anwendung gebracht.

94 **Die Loupe oder das einfache Mikroskop.** Wir haben oben gesehen, dass die scheinbare Grösse eines Gegenstandes von der Grösse des Sehwinkels abhängt, unter welchem er erscheint; der Sehwinkel wird aber um so grösser, je mehr der Gegenstand dem Auge genähert wird; nun aber können wir ihn nur bis zu einer gewissen Gränze, der Weite des deutlichen Sehens, dem unbewaffneten Auge nähern, wenn noch eine scharfe Unterscheidung der Gränzen und der einzelnen Theile möglich sein soll, und dadurch ist auch einer weiteren Vergrösserung des Sehwinkels eine Gränze gesetzt. Ein jedes Instrument, welches eine weitere Vergrösserung für den Sehwinkel kleiner naher Gegenstände möglich macht, als es bei unbewaffnetem Auge der Fall ist, wird ein Mikroskop genannt.

Um zu begreifen, wie eine einfache Sammellinse als Mikroskop dienen kann, braucht man nur einen Blick auf Fig. 289 zu werfen. Es sei AA'

Fig. 289.



ein Gegenstand, der sich innerhalb der Brennweite der Sammellinse befindet, so divergiren alle von einem Punkte des Gegenstandes AA' ausgehenden Strahlen nach ihrem Durchgange durch die Linse gerade so, als ob sie von dem entsprechenden Punkte des Bildes BB' herkämen, wie dies schon oben auf Seite 125 gezeigt wurde; ein auf der anderen Seite der Linse befindliches Auge wird aber den Gegenstand durch die Linse deutlich sehen können, wenn sich das Bild BB' in der Weite des deutlichen Sehens befindet; in diesem Falle aber liegt der Gegenstand selbst dem Auge weit näher; ohne die Linse würde man ihn also nicht mehr deutlich sehen können. Die vergrössernde Kraft der Linse ist also im Wesentlichen darin zu suchen, dass sie es möglich macht, den Gegenstand dem Auge sehr nahe zu bringen, wodurch dann natürlich auch der Sehwinkel vergrössert wird.

Nach §. 33 gilt allgemein für Objectdistanz und Bilddistanz die Beziehung:

$$Oa = \frac{Ob \cdot f}{Ob - f},$$

wobei Ob negativ zu nehmen ist, wenn es auf derselben Seite mit Oa liegt. Setzen wir also $Oa = a$, $Ob = - b$, so erhalten wir

$$a = \frac{bf}{f + b}$$

und daraus

$$\frac{b}{a} = \frac{b + f}{f} = V = \text{Vergrösserung.}$$

Man definirt also die Vergrösserung durch das Verhältniss der Grösse des virtuellen Bildes zur Grösse des Objectes.

Der Abstand des Bildes BB' vom Auge muss gleich der deutlichen Sehweite D sein, damit es deutlich erscheine. Ist nun der Abstand des Auges von dem optischen Mittelpunkte der Linse $= d$, so ist $b = D - d$, also

$$V = \frac{D - d}{f} + 1.$$

V wird am grössten, wenn $d = o$. Hält man also die Linse unmittelbar vor das Auge, so hat man jedenfalls sehr nahe, indem man die Linsendicke vernachlässigt:

$$V = \frac{D}{f} + 1.$$

Ist z. B. die Brennweite einer Linse $= 5$ cm, so ist, wenn $D = 25$ cm angenommen wird, $V = \frac{25}{5} + 1 = 6$. Die Vergrösserung ändert sich also mit der angenommenen Grösse der deutlichen Sehweite und mit dem Abstande der Loupe vom Auge.

Mauthner findet die herkömmliche Definition der Vergrösserung bei den optischen Instrumenten, insbesondere der Loupe, nicht zutreffend, da dieselbe nicht ausdrücke, um wieviel mehr Detail man im vergrösserten Bilde erkennen könne, als im direct gesehenen Object. Da die Menge des gesehenen Details wohl von der Anzahl der percipirenden Elemente auf der Netzhaut abhängt, so könnte man etwa die Vergrösserung definiren als das Verhältniss der Grössen der Netzhautbilder beim Anblick durch das Instrument und beim directen Sehen des Objects, eine Definition, welche in den meisten Fällen mit der oben gegebenen zusammenfällt. Wenn ich die Einwendung Mauthner's recht verstehe, so soll Instrument und Auge zusammen als Ein optischer Apparat aufgefasst werden. Ich glaube jedoch, dass die physikalische und die physiologische Auffassung zu trennen sei; demnach giebt die bisherige Definition der Vergrösserung eines Instruments eine bestimmte physikalische

Constante desselben an, welche unabhängig davon ist, ob ein Auge und welches Auge durch dasselbe hindurchblickt, vorausgesetzt, dass man für die deutliche Sehweite eine bestimmte Normalweite ein für alle Mal festsetzt.

Es ist keineswegs gleichgültig, welche Gestalt eine Linse hat, die als Loupe gebraucht werden soll, indem, wie sich durch Rechnung sowohl wie durch Construction nachweisen lässt, für eine biconvexe Linse, an welcher beide Flächen von gleichem Krümmungshalbmesser sind, die Fehler der sphärischen Aberration und der Farbenzerstreuung stets bedeutender ausfallen, als für eine planconvexe Linse von gleicher Brennweite, wenn man die ebene Seite dem Objecte zuwendet.

Für einigermaassen starke Vergrösserungen ist es aus den in Paragraph 36 entwickelten Gründen vortheilhafter, eine Combination von mehreren schwächeren Linsen statt einer stärkeren anzuwenden, wie dies z. B. bei der Fig. 290 mit der Fassung im Durchschnitte gezeichneten Fraunhofer'schen Loupe der Fall ist, wo die beiden planconvexen Linsen, in geringem Abstand von einander stehend, die gekrümmten Seiten einander zukehren. Bei der Wilson'schen Loupe sind die beiden Linsen in grössere Entfernung von einander gestellt, und zwischen ihnen ist eine Blendung angebracht.

Plössl construirte Loupen aus zwei planconvexen achromatischen Linsen, die einzeln oder combinirt gebraucht werden können.

Eine Combination von zwei oder von drei Linsen, welche wie eine einzige stärkere wirken, wird ein Duplet oder Triplet genannt.

Fig. 290.

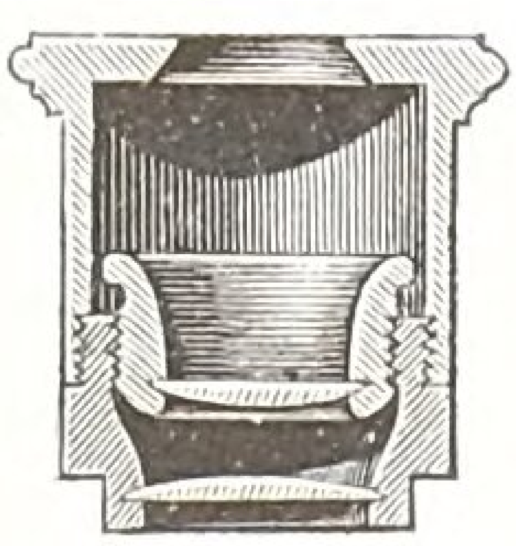


Fig. 291.

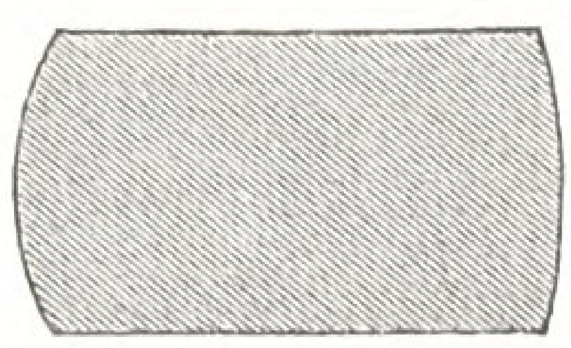


Fig. 292.

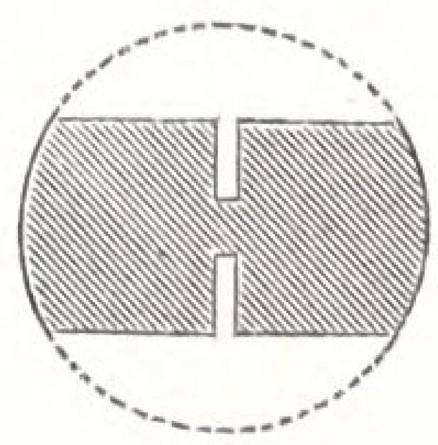
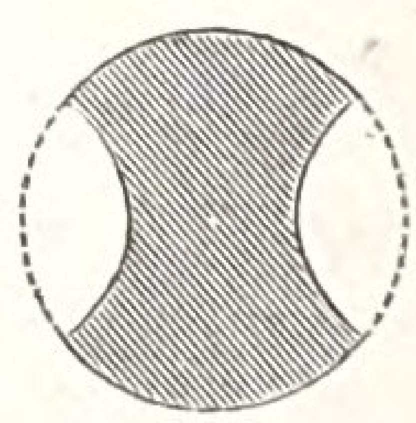


Fig. 293.



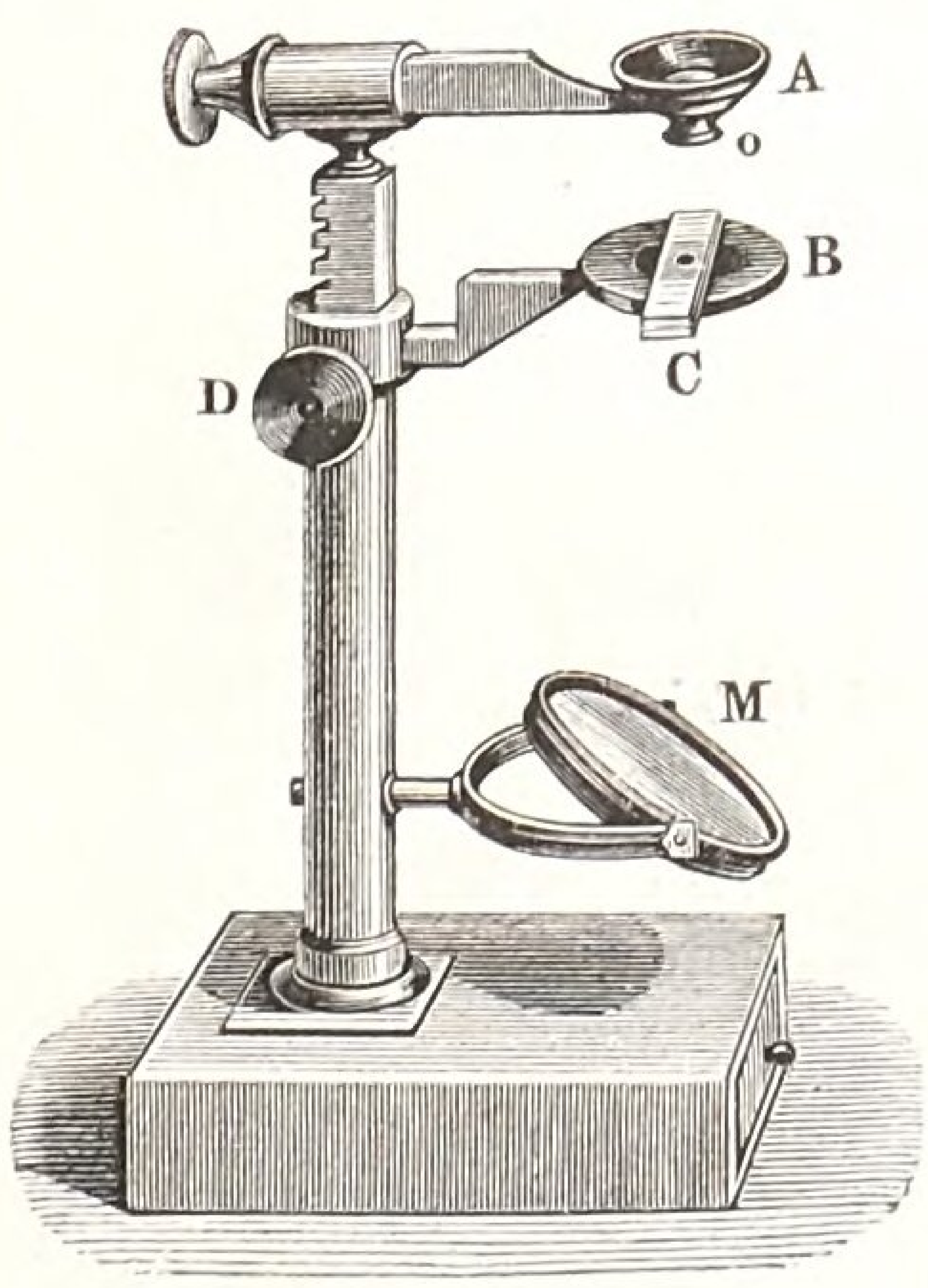
Die in Deutschland sehr verbreitete Cylinderloupe, welche ohne Fassung Fig. 291 dargestellt ist, giebt Bilder, welche von den Fehlern der sphärischen Aberration ziemlich frei sind, was dadurch erreicht wird, dass die dem Objecte zugekehrte Seite schwächer gekrümmt ist, als die dem Auge zugewendete, und dass wegen der grösseren Entfernung der beiden brechenden Flächen die austretenden Strahlen die stärker gekrümmte Fläche nur im mittleren Theile passiren. Diese sonst recht gute Loupe hat den Nachtheil, dass sie sehr nahe an das Object hingehalten werden muss. Den gleichen Fehler haben die Coddington'sche Loupe, Fig. 292, und die Brewster'sche, Fig. 293, welche noch reinere Bilder geben, als die gewöhnliche Cylinderloupe; bei beiden sind die brechenden Flächen Stücke einer und derselben Kugeloberfläche; die Reinheit der Bilder wird durch die Einschnürung in der Mitte erlangt, welche bewirkt, dass nur centrale Strahlen ins Auge gelangen.

Ausgezeichnete achromatische und aplanatische Loupen liefern Steinheil in München und Zeiss in Jena.

Wenn nur die Brennweite klein genug ist, so kann man selbst mit einfachen Linsen eine 100- bis 200fache Vergrösserung erreichen; da aber das Schleifen so kleiner Linsen immerhin schwierig ist, so hat man mit Erfolg versucht, statt derselben kleine, durch Schmelzung erhaltene Glaskügelchen, ja selbst nur Wassertropfen, in Anwendung zu bringen. Ist man aber auch im Stande, auf diesem Wege sehr bedeutende Vergrösserungen zu erhalten, so ist doch der Gebrauch solcher Kügelchen höchst unbequem und die Reinheit der Bilder mangelhaft, so dass es in jeder Beziehung vortheilhafter ist, ein zusammengesetztes Mikroskop von gleicher Vergrösserung anzuwenden.

Endlich muss hier noch der aus Edelsteinen geschliffenen Linsen Erwähnung geschehen, die Brewster zuerst in Vorschlag brachte. Linsen aus Diamant und Saphir sind wegen des starken Brechungsvermögens dieser Substanzen bei gleicher Brennweite bedeutend weniger gekrümmt als Glaslinsen. Bei gleicher Vergrösserung verhalten sich die Krümmungshalbmesser einer Diamant- und einer Glaslinse wie 8 zu 3; bei gleichem Durchmesser wird also die sphärische Aberration für die Diamantlinse bedeutend geringer sein. Die Edelsteinlinsen sind jedoch so kostbar, dass sie nur zu den Seltenheiten gehören.

Fig. 294.

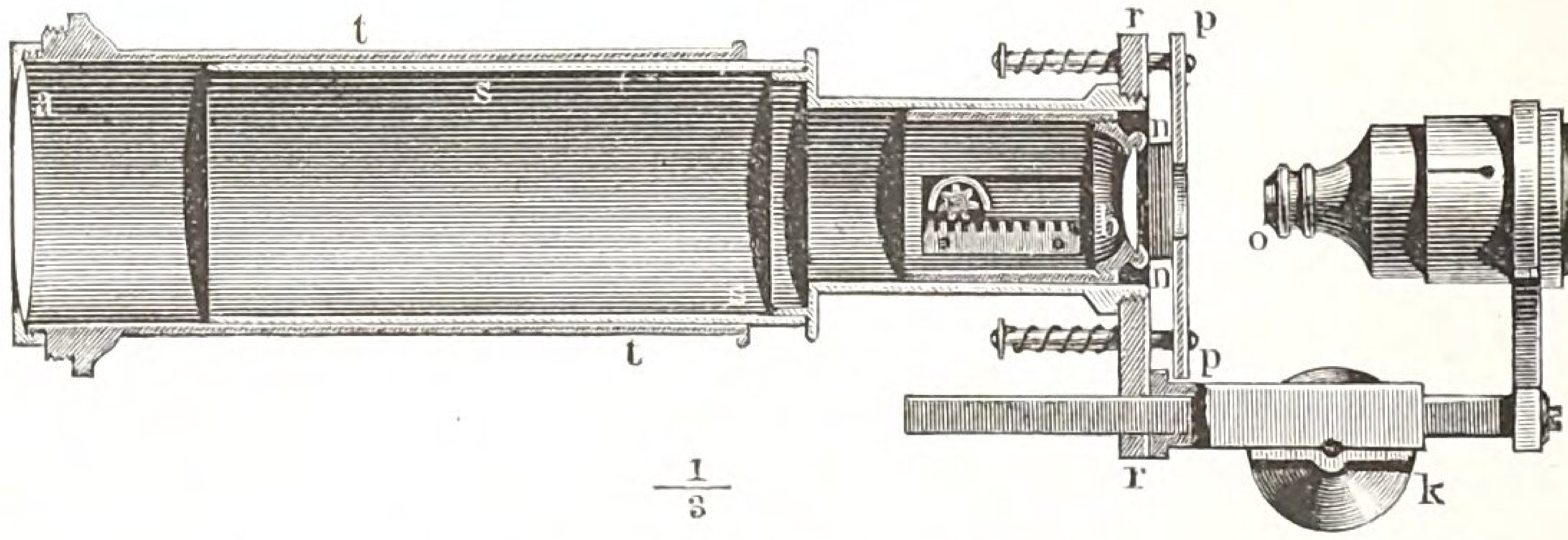


Um mit dem einfachen Mikroskop bequemer beobachten und arbeiten zu können, hat man die Linsen auf verschiedene Weise gefasst und mit Stativen versehen. Fig. 294 stellt ein solches dar. Die Linse, entweder eine einfache Linse oder ein Duplet oder ein Triplet, je nachdem man eine schwächere oder stärkere Vergrösserung beabsichtigt, ist bei *o* eingeschraubt. Die zu beobachtenden Gegenstände werden auf ein Tischlein *B* gelegt, welches mittelst der Schraube *D* auf- und niedergeschoben werden kann. Zur Beleuchtung der Objecte von unten dient der Spiegel *M*.

Das Sonnenmikroskop (Bildmikroskop, Projectionsmikroskop). 95 Das durch die Linse *a*, Fig. 295 (a. f. S.), verschlossene Ende der Messingröhre *t* wird in eine entsprechende Oeffnung eines Fensterladens eingeschraubt, durch dessen Schliessung das Experimentirzimmer vollständig verfinstert worden ist. Vor der genannten Oeffnung befindet sich ein Spiegel, welcher stets so gerichtet werden muss, dass er die

Sonnenstrahlen in der Richtung der Axe des Rohres *t* auf die Linse *a* wirft. Die durch die Linse *a* bereits convergent gemachten Strahlen

Fig. 295.



fallen auf eine zweite Linse *b*, durch welche sie auf den kleinen, gewöhnlich zwischen zwei Glasplatten bei *n* gefassten Gegenstand concentrirt werden. Von diesem stark erleuchteten Gegenstande wird nun durch eine kleine Linse *o*, welche an eine bei *h* offene Messinghülse angeschraubt ist, auf einem im dunklen Zimmer aufgestellten weissen Schirme ein verkehrtes, vergrössertes reelles Bild entworfen.

Um die Beleuchtung des Gegenstandes gehörig reguliren zu können, kann die Röhre *s* mehr oder weniger ausgezogen, und die Linse *b*, deren Fassung mit einer gezahnten Stange versehen ist, durch einen in dieselbe eingreifenden Trieb vor- oder rückwärts geschoben werden.

Die Objecte werden zwischen die Platten *rr* und *pp* eingeschoben und hier festgehalten, weil die Platte *pp* durch eine aus der Figur vollkommen verständliche Vorrichtung stets gegen die Platte *rr* angedrückt wird.

Ist nun der Gegenstand gehörig eingestellt und beleuchtet, so wird die Linse *o* mit Hülfe des Triebes *k* so lange verschoben, bis das Bild auf einem 3 bis 6 m weit entfernten weissen Schirme möglichst scharf und deutlich erscheint.

Nehmen wir an, die Linse *o* sei gerade 1 cm weit vom Objecte entfernt, wenn auf dem 2 m entfernten Schirme ein scharfes Bild entsteht, so sind die linearen Dimensionen des Bildes 200 mal so gross als die des Gegenstandes, und wenn der Gegenstand eine Fläche von 1 Quadratmillimeter bedeckt, so wird also sein Bild auf einen Flächenraum von 40 000 Quadratmillimeter oder 4 Quadratdecimeter ausgebreitet sein. Man begreift demnach leicht, dass der Gegenstand sehr hell erleuchtet sein muss, wenn das stark vergrösserte Bild nicht zu lichtschwach sein soll.

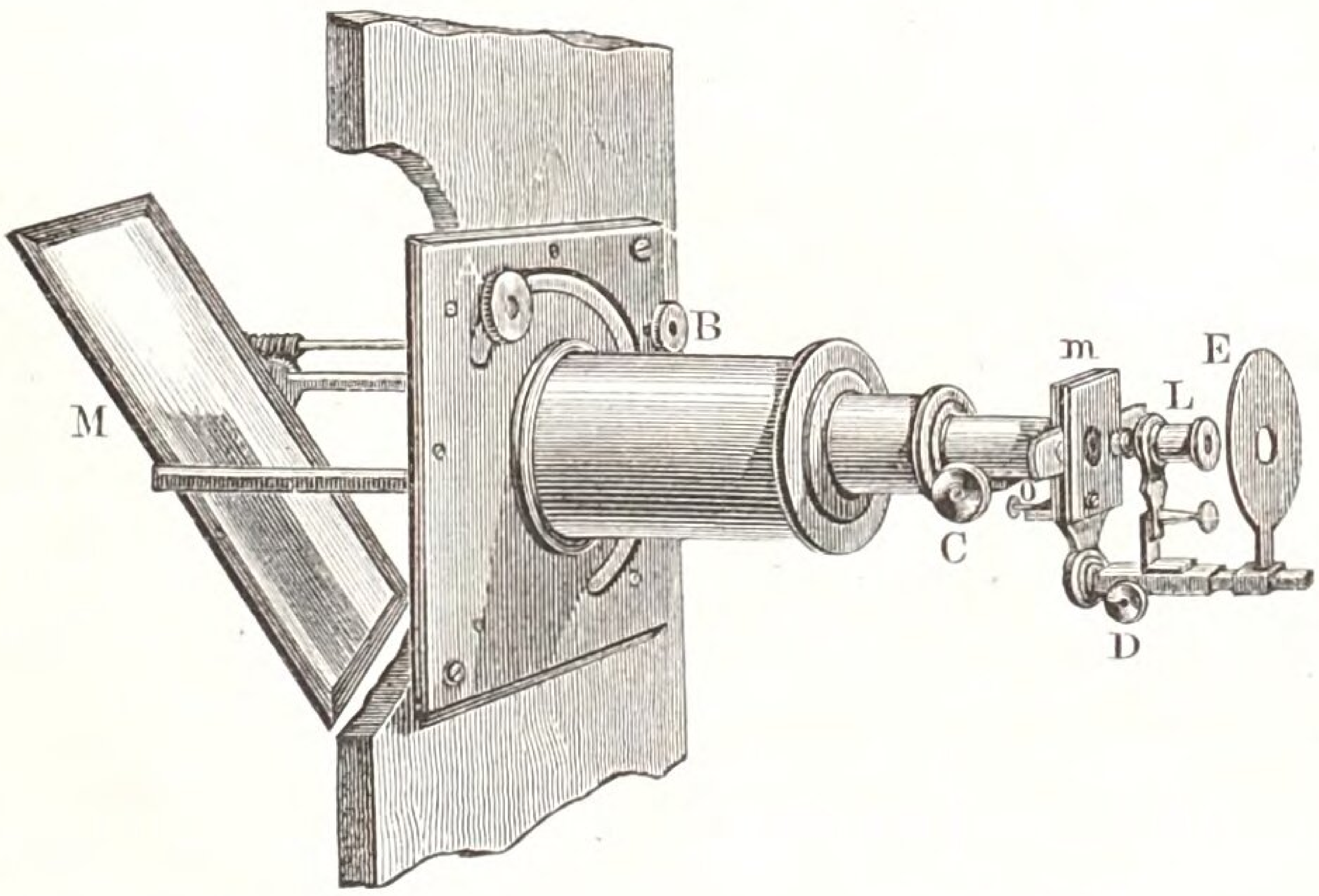
Mit derselben Linse bei *o* kann man verschiedene Vergrösserungen erhalten, je nachdem man den Abstand des Schirmes verändert.

Je weiter der Schirm entfernt wird, desto näher muss man die Linse *o* dem Objecte bringen und desto stärker wird die Vergrösserung.

Um bei gleichem Abstande des Schirmes stärkere Vergrösserungen zu erhalten, wird eine Combination von zwei oder von drei Linsen bei *o* angeschraubt.

Fig. 296 stellt die Totalansicht eines Sonnenmikroskops sammt dem Beleuchtungsspiegel dar. Die Neigung des Spiegels *M* (welcher die Sonnenstrahlen reflectirt) gegen die Axe des Rohres kann durch Drehung

Fig. 296.



des Knopfes *B* mittelst einer Schraube ohne Ende regulirt werden, während die Drehung des Spiegels um die Axe des Rohres durch den Knopf *A* vermittelt wird.

Man hat auch ähnliche Mikroskope construirt, in denen das Licht der Sonne durch elektrisches Licht, oder durch das Licht eines im Knallgasgebläse glühend gemachten Kalkstückchens (Drummond'sches Kalklicht) oder auch nur durch das Licht einer intensiv leuchtenden Lampe ersetzt ist. Die Vergrösserung muss um so geringer sein, je weniger intensiv die Lichtquelle ist.

Eine Reihe mit dem Sonnenmikroskop nahe verwandter Apparate werden wir in einem späteren Capitel unter dem gemeinschaftlichen Namen Projectionsapparate beschreiben.

Das zusammengesetzte Mikroskop. Die Principien, auf 96
welchen die Construction aller, wenn auch in ihrer sonstigen Einrichtung noch so sehr abweichender, zusammengesetzter Mikroskope beruht, sind folgende:

1. Die Gegenstände, welche man der Beobachtung unterwerfen will, befinden sich nahe bei einer Sammellinse von kurzer Brennweite, und zwar etwas jenseits des Brennpunktes. Diese Linse, sie mag nun einfach oder zusammengesetzt, achromatisch sein oder nicht, wird die Objectivlinse oder das Objectiv des Mikroskops genannt.

2. Die vergrösserten reellen Bilder, welche von den Objecten durch das Objectiv entworfen werden, werden durch eine Convexlinse betrachtet, welche hier als Loupe dient; diese zweite Linse, welche ebenfalls

einfach oder zusammengesetzt, achromatisch oder nicht achromatisch sein kann, wird das Augenglas oder das Ocular des Mikroskops genannt.

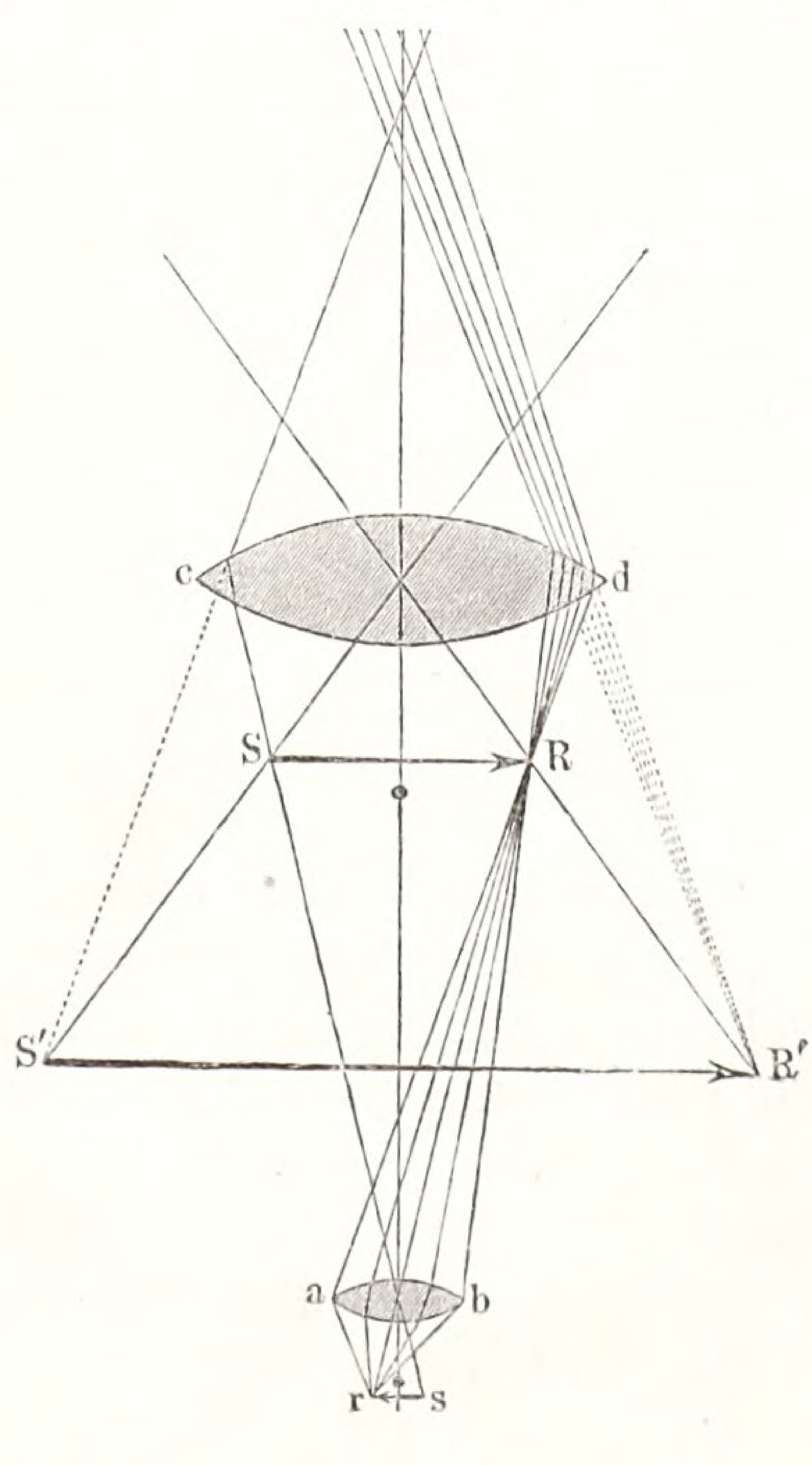
So ist denn jedes dioptrische Mikroskop im Wesentlichen aus einem Objectiv und einem Ocular zusammengesetzt, und die Vergrösserung des Mikroskops ist das Product der Vergrösserungen, welche jedes dieser Gläser hervorbringt. Wenn z. B. das Objectiv im Durchmesser 5mal, das Ocular aber 10mal vergrösserte, so würde ein solches Mikroskop den Durchmesser der Gegenstände 50mal, die Oberfläche also 2500mal vergrössern. Eine 300fache Vergrösserung des Durchmessers würde man erhalten, wenn die Vergrösserungen des Objectivs und des Oculars resp. 30 und 10, oder 25 und 12, oder 20 und 15 wären.

Fig. 297 erläutert die Wirkung des zusammengesetzten Mikroskops in seiner einfachsten Form. Von dem kleinen Gegenstande *sr*, der nahe beim Brennpunkte der Objectivlinse *ab* steht, wird durch dieselbe das verkehrte, vergrösserte Sammelbild *RS* erzeugt, welches, durch die Loupe *cd* betrachtet, in *R' S'* erscheint.

Unsere Figur zeigt, wie das von der Spitze *r* des Pfeils ausgehende Strahlenbündel seinen Weg durch das Instrument nimmt. Die von *r* aus divergirend auf die Linse *ab* treffenden Strahlen divergiren nach ihrem Austritt aus der Linse *cd* so, als ob sie von *R'* herkämen.

Wenn man durch die Loupe *cd* das Bild *RS* betrachtet, so findet doch nicht ganz dasselbe Verhältniss statt, als ob man durch *cd* einen in *RS* befindlichen Gegenstand betrachtete. Ein jeder Punkt eines solchen Gegenstandes würde Lichtstrahlen nach allen Seiten aussenden, von *R* aus würden also Strahlen sowohl auf die Mitte der Linse, als auch an den Rand *c* fallen; in unserem Falle ist es anders, von *R* aus fällt nur ein schmales Strahlenbündel auf die rechte Seite der Ocularlinse. Würde also der Rand der Linse *cd* mit einer Blendung belegt, welche nur die mittlere Hälfte derselben frei lässt, so würde gar keiner der durch den Punkt *R* gehenden Strahlen durch die Linse *cd* gehen, man würde durch sie die Spitze des Pfeils nicht mehr sehen können.

Fig. 297.



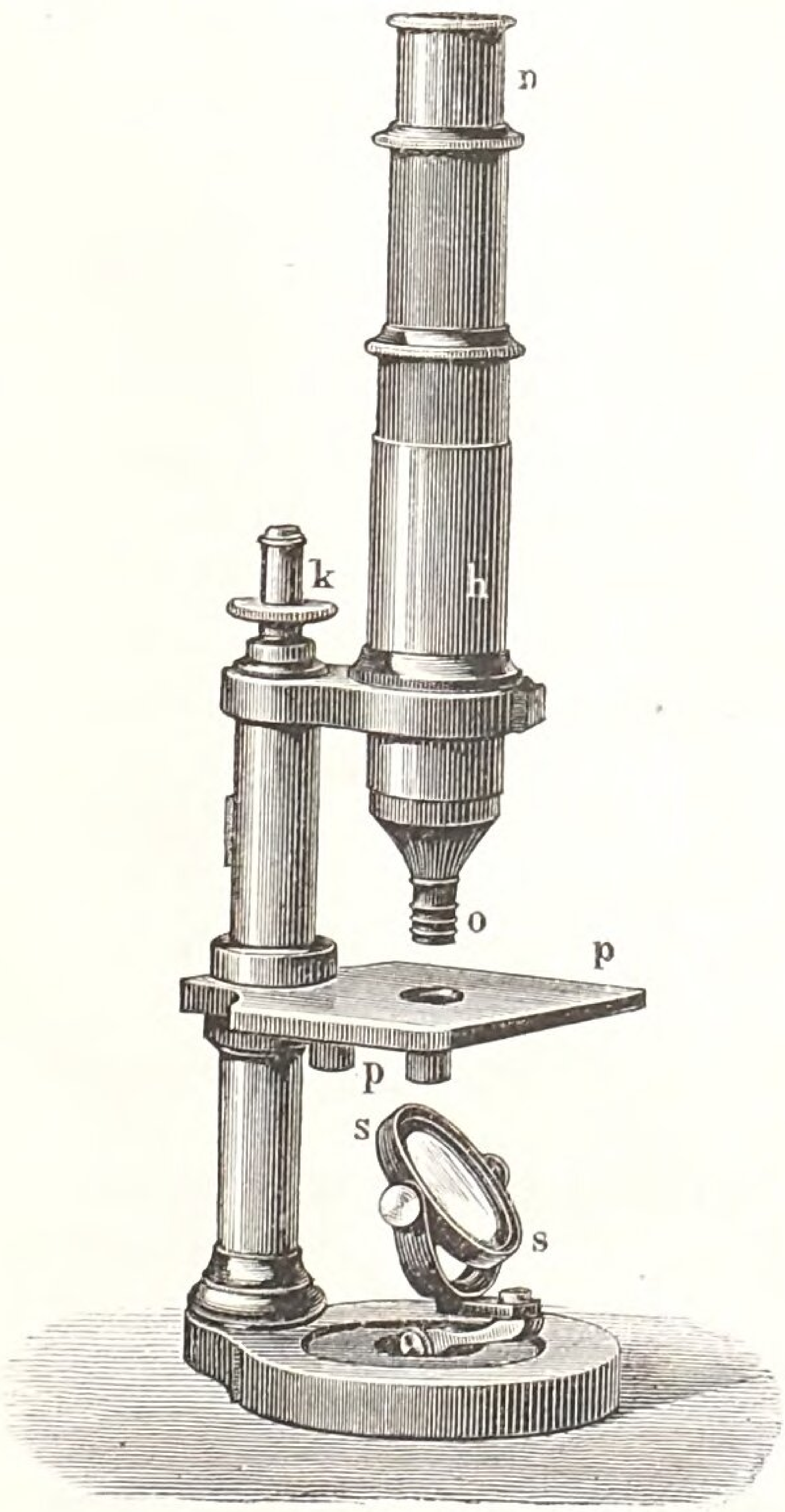
Es geht aus dieser Betrachtung hervor, dass das **Gesichtsfeld** des Mikroskops von dem Durchmesser des Oculars abhängt, und zwar

wird es durch den Winkel gemessen, unter welchem das Ocular *cd* von der Mitte des Objectivs aus erscheint.

Um das ganze Gesichtsfeld zu übersehen, muss man das Auge etwas vom Ocular entfernen, und zwar muss man es an die Stelle der Axe bringen, an welcher die durch den Rand des Oculars austretenden Strahlenbündel diese Axe schneiden.

Gewöhnlich wird das Objectiv des Mikroskops am unteren, das Ocular am oberen Ende einer verticalen Röhre angebracht, wie man Fig. 298 sieht. Das Objectiv wird bei *o* angeschraubt, das Ocular ist mit seiner Fassung oben bei *n* eingeschoben. Die Objecte werden auf eine Platte *p* gelegt, die in ihrer Mitte eine Oeffnung hat, durch welche der Hohlspiegel *s* Licht auf das Object sendet. Um nach Belieben ein breiteres oder ein schmäleres Lichtbündel auf den Gegenstand fallen zu lassen, ist an der unteren Seite der Platte *p* eine kleine Drehscheibe angebracht, welche drei runde Oeffnungen von verschiedener Grösse hat, deren jede unter die Mitte der centralen Oeffnung der Platte *p* gebracht werden kann.

Fig. 298.

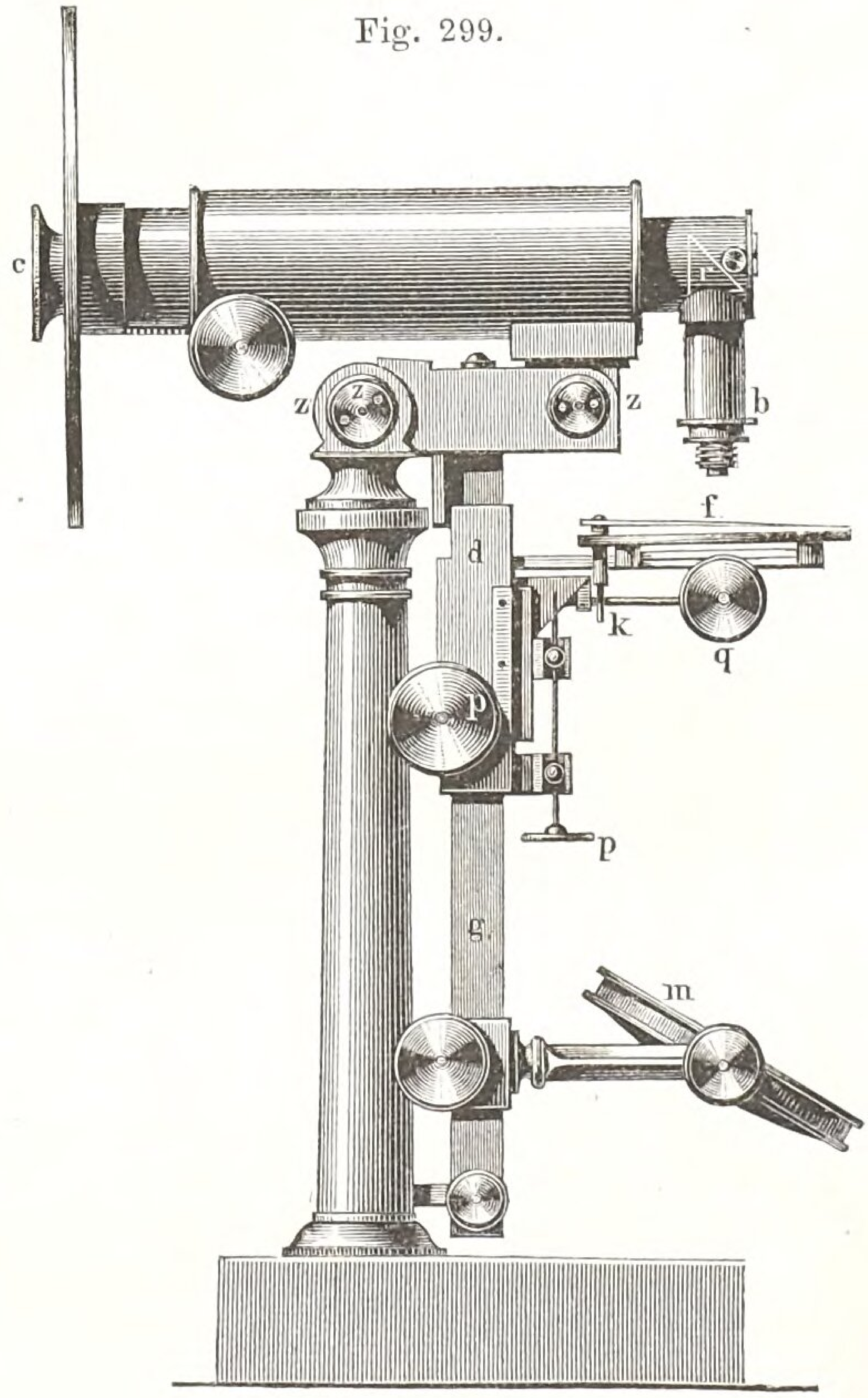


Um das Objectiv *o* in solche Entfernung von dem Objecte bringen zu können, dass man ein deutliches Bild desselben sieht, ist die Mikroskopröhre in der Messinghülse *h* sanft verschiebbar, die feinere Einstellung geschieht mittelst des Schraubenkopfes *k*.

Um nicht immer von oben herab in das Instrument sehen zu müssen, was in manchen Fällen unbequem sein kann, hat man dem Instrumente die in Fig. 299 (a. f. S.) (ein Chevalier'sches Mikroskop in $\frac{1}{4}$ der natürlichen Grösse) dargestellte Einrichtung gegeben. Das Object befindet sich bei *b*, das Ocular bei *c*; die vom Gegenstande kommenden Strahlen gehen in verticaler Richtung durch das Objectiv hindurch und werden durch die totale Reflexion, welche sie an der Hypotenuse des

Glasprismas *r* erleiden, in horizontaler Richtung gegen das Ocular *c* geworfen.

Fig. 299.



Zweckmässiger ist die an neueren Instrumenten vorkommende Einrichtung eines Scharniers, welches den Tubus unter beliebigem Winkel schief zu stellen gestattet.

97 **Das achromatische Mikroskop.** So lange einfache, doppelt convexe oder planconvexe Linsen als Objective beim zusammengesetzten Mikroskop gebraucht wurden, war dieses Instrument höchst mangelhaft, so dass es in seinen Leistungen durch das einfache Mikroskop übertroffen wurde. Erst durch die Einführung achromatischer Objective wurde die Bahn zu einer weiteren Vervollkommnung des zusammengesetzten Mikroskops gebrochen.

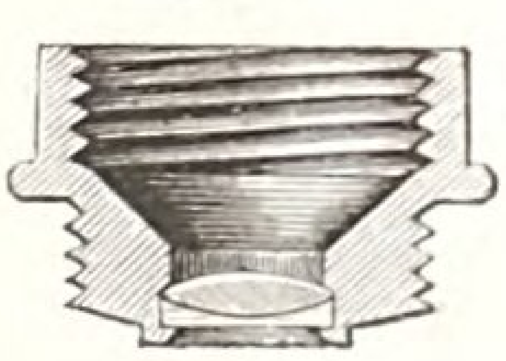
Nach Harting's Angabe hat Beedsniyder in Amsterdam schon am Ende des vorigen Jahrhunderts achromatische Mikroskopobjective von ziemlicher Güte verfertigt, was jedoch nicht weiter bekannt geworden zu sein scheint; Fraunhofer verfertigte bereits im Jahre 1811 Mikroskope mit achromatischem Objectiv.

Diese Mikroskope zeichneten sich vor den nicht achromatischen allerdings durch die Reinheit und Lichtstärke des Bildes aus; allein sie erlaubten doch noch keine starke Vergrösserung, weil die Objective zu schwach waren. Die Construction stärkerer Objective wurde erst möglich, nachdem Selligue im Jahre 1824 versucht hatte, solche durch Combination mehrerer achromatischer Linsen herzustellen.

Nach den Betrachtungen in Paragraph 36 bedarf der Vortheil einer solchen Combination keiner weiteren Auseinandersetzung; es ist klar, dass man nur auf diesem Wege stark vergrössernde Objective erzielen kann, welche zur Erreichung möglichster Lichtstärke einen grossen Durchmesser haben, ohne doch mit einer die Reinheit der Bilder störenden sphärischen Aberration behaftet zu sein.

Fig. 300 stellt ein schwächeres achromatisches Mikroskop-Objectiv in natürlicher Grösse dar; die Convexlinse von Crownglas und die Concavlinse von Flintglas sind mit Canada-Balsam auf einander gekittet. Wie man in der Figur sieht, ist die Fassung unten mit einem Schraubengewinde versehen, um eine zweite ähnliche Linse anzuschrauben. Den Plössl'schen Mikroskopen sind gewöhnlich fünf solcher achromatischer Objectivlinsen beigegeben, welche mit 1, 2, 3, 4 und 5 bezeichnet sind. Zu den schwächsten Vergrösserungen wird die achromatische Linse Nr. 1 allein gebraucht. Die stärkeren Objective werden durch die Combination 1 + 2, 1 + 2 + 3, 2 + 3 + 4 und 3 + 4 + 5 erhalten. Die Objective der Schieck'schen Mikroskope haben dieselbe Einrichtung.

Fig. 300.



Oberhäuser setzt seine Objectivsysteme aus ein- für allemal zusammengehörigen Linsen zusammen, so dass dieselbe Linse nicht zu verschiedenen Combinationen gebraucht wird.

Bei den katoptrischen oder Spiegelmikroskopen ist die Objectivlinse durch einen kleinen Hohlspiegel ersetzt. Besonders ausgezeichnet ist Amici's katoptrisches Mikroskop; da jedoch diese Mikroskope weit seltener gebraucht werden als die dioptrischen, so ist wohl hier eine nähere Beschreibung dieser Instrumente nicht nöthig.

Als Ocular des zusammengesetzten Mikroskops wendet man ebenfalls keine einfache Sammellinse an, sondern eine Combination zweier Linsen. Das gebräuchlichste Ocular der Mikroskope ist dasjenige, welches bereits von Huyghens für Fernröhre war benutzt worden und welches unter dem Namen des Campani'schen oder des achromatischen Oculars bekannt ist; Fig. 301 (a. f. S.) dient, um das Wesen desselben zu erläutern.

Die beiden Linsen sind planconvexe Crownglaslinsen, welche beide ihre convexe Seite gegen das Objectiv hin kehren. Bezeichnet man die Brennweite der Linse ab, durch welche man in das Instrument hineinschaut, mit 1, so ist in der Regel der Abstand der beiden Linsen gleich 2, die Brennweite der unteren gleich 3.

Die beiden Linsen zusammen wirken also keineswegs wie eine einzige stärkere. Die grössere der beiden Linsen ist so gestellt, dass sie die vom Objectiv kommenden Strahlen bereits auffängt, ehe sie sich zu einem Bilde vereinigt haben.

Fig. 301.

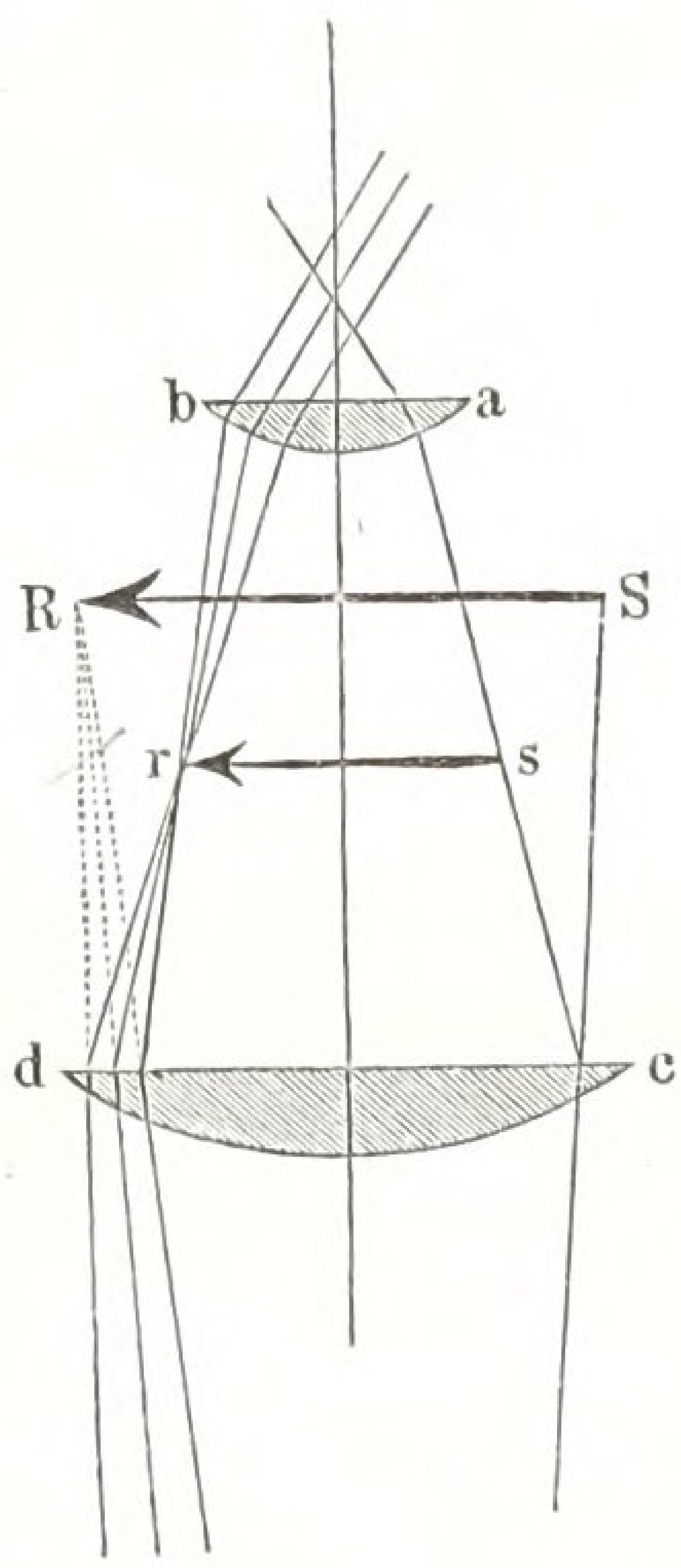
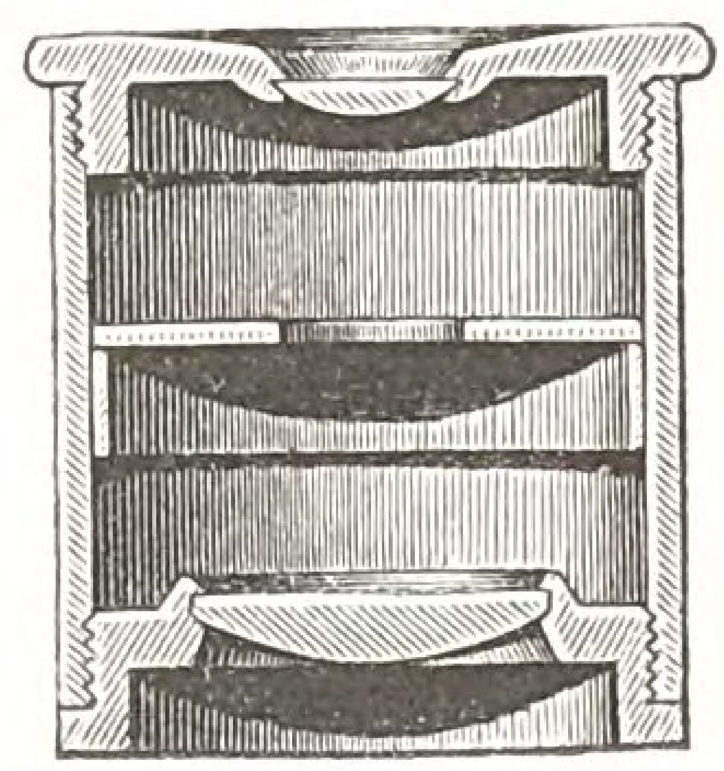


Fig. 302.



Wenn in unserer Figur RS das Bild ist, welches durch die Wirkung des Objectivs entstehen würde, wenn die Linse cd nicht vorhanden wäre, so ist klar, dass die nach einem Punkte dieses Bildes, etwa nach R hin convergirenden Strahlen durch die Linse cd noch stärker convergirend gemacht, dass sie in r vereinigt werden, kurz, dass das Bild nun in rs zu Stande kommt.

Dieses Bild rs wird endlich durch die Loupe ab betrachtet, welche das eigentliche Augenglas ist; die Linse cd führt den Namen des Collectivglases. Seiner Wirkung nach gehört das Collectivglas eigentlich zum Objectiv, denn durch die vereinigte Wirkung des Objectivs und des Collectivglases wird ja das Bild rs zu Stande gebracht, welches durch die Ocularlinse ab betrachtet werden soll; das Collectivglas ist jedoch mit der Ocularlinse in eine und dieselbe Röhre gefasst, und man bezeichnet deshalb auch die ganze Combination gewöhnlich mit dem Namen des Oculars. Fig. 302 stellt ein solches Ocular dar. Zwischen beiden Linsen, da wo das Bild zu Stande kommt, ist eine Blendung zur Abhaltung des fremden Lichtes angebracht.

Sowie mehrere Objective zu einem Mikroskope gegeben werden, so gehören auch mehrere Oculare von verschiedener Stärke dazu. Folgendes sind die Vergrösserungen, welche man erhält, wenn man die verschiedenen Objective eines Plössl'schen Mikroskops mit dem einen oder dem anderen Ocular verbindet.

Objective.	I.	II.	III.
1	23	48	
1 + 2	60	131	
1 + 2 + 3	96	205	
2 + 3 + 4	135	288	
3 + 4 + 5	190	390	660

Bei den Plössl'schen Mikroskopen ist die Vergrösserung mehr auf das Ocular, bei den Oberhäuser'schen ist sie mehr auf das Objectiv geworfen, weshalb bei gleicher Vergrösserung der Abstand des Objectivs von dem Gegenstande beim ersteren etwas grösser ist.

Es muss jetzt noch nachgewiesen werden, welches die Vorzüge sind, durch welche sich das Campani'sche Ocular vor der einfachen Ocularlinse auszeichnet.

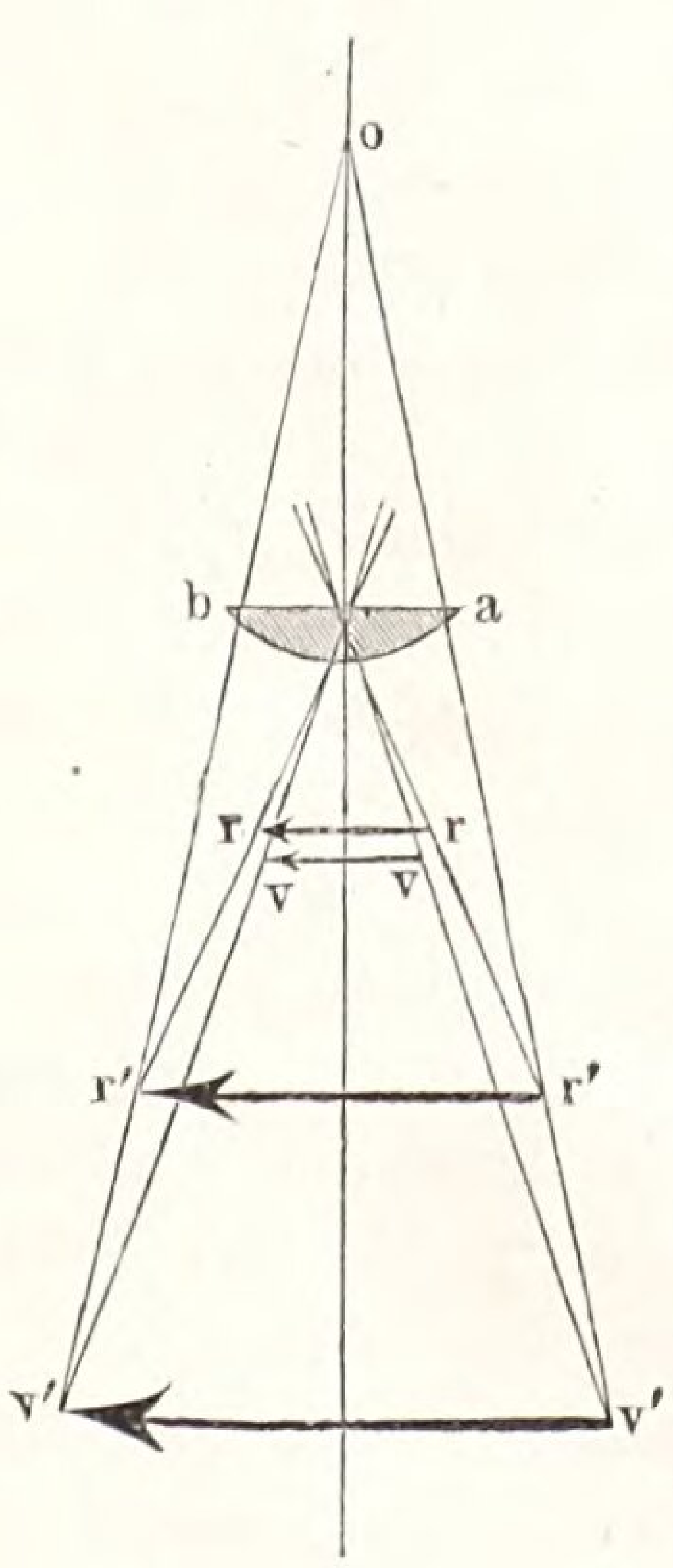
Nehmen wir an, was in der That nahe der Fall ist, das Bild rs stehe gerade im Brennpunkte der Ocularlinse ab, so steht es also gerade in der Mitte zwischen den beiden Linsen, da ja ihre Entfernung doppelt so gross ist wie die Brennweite von ab, welche wir in der folgenden Betrachtung stets zur Einheit nehmen wollen, so dass die Brennweite der Linse $cd = 3$ und der Abstand der beiden Linsen gleich 2 ist.

Nach §. 33 kann man nun berechnen, wie weit von der Linse cd das Bild RS abstehen muss, nach dessen einzelnen Punkten die vom Objectiv kommenden Strahlenbündel convergiren, wenn sie in den entsprechenden Punkten des Bildes rs vereinigt werden sollen, dessen Abstand von cd gleich 1 ist. Die Rechnung ergiebt, dass RS ungefähr in der Mitte zwischen der Augenlinse ab und dem Bilde rs liegt.

Es verhalten sich also die Entfernungen der Bilder rs und RS von dem Collectivglase wie 1 zu 1·5; folglich ist auch $RS = 1{\cdot}5\,rs$.

Sollte nun das Bild RS, durch eine Loupe betrachtet, ebenso gross erscheinen, als man rs durch die Augenlinse ab sieht, so müsste die Brennweite dieser Linse 1·5, also halb so gross sein als die des Collectivglases, welches demnach bei gleichem Fehler wegen der sphärischen Aberration einen doppelt so grossen Durchmesser haben kann, als die dem Campani'schen Ocular an Vergrösserung äquivalente Loupe.

Fig. 303.



Bei gleicher Vergrösserung giebt also das Campani'sche Ocular ein doppelt so grosses Gesichtsfeld als eine einfache Loupe.

Ein weiterer Vortheil des Campani'schen Oculars besteht darin, dass es ein von chromatischer Aberration fast ganz freies Bild liefert.

Da das Collectivglas nicht achromatisch ist, so erzeugt es eine ganze Reihe von Bildern des Gegenstandes, und zwar liegt das blaue Bild dem Collectivglase näher und ist deshalb auch kleiner als das rothe Bild. In Fig. 303 sei rr das rothe, vv das violette Bild des Gegenstandes. Betrachtet man nun diese Bilder durch die Ocularlinse ab, so wird man sie in $r'r'$ und $v'v'$ erblicken.

Die Bilder $v'v'$ und $r'r'$ liegen nun aber so, dass sie sich für ein in o befindliches Auge decken, und so kommt es denn, dass die verschiedenfarbigen Strahlen, welche von einem Punkte des Gegenstandes ausgehen, nachdem sie das ganze Instrument durchlaufen haben, doch endlich wieder sehr nahe in einem Punkte der Netzhaut vereinigt werden.

Bei der Betrachtung der Fernröhre werden wir noch ein anderes Ocular kennen lernen, welches den Namen des Ramsden'schen Oculars führt. Es ist im Wesentlichen eine aus zwei Linsen zusammengesetzte Loupe. Dieses Ocular wird bei Mikroskopen sehr selten angewendet. Plössl giebt seinen Mikroskopen ein Ocular bei, welches er als aplanatisches Ocular bezeichnet; es ist dies ein aus zwei achromatischen Crown-Flintglaslinsen zusammengesetztes Ramsden'sches Ocular. Es giebt zwar nur eine schwache Vergrösserung, hat aber ein sehr grosses Gesichtsfeld und zeigt namentlich opake, von oben beleuchtete Gegenstände mit grosser Klarheit.

98 **Das pankratische Mikroskop.** Bei den bis jetzt besprochenen Mikroskopen sind Objectiv und Ocular in unveränderlicher Entfernung von einander angebracht, und man sieht nur dann das Bild deutlich und scharf, wenn der Gegenstand sich in einer bestimmten Entfernung vom Objectiv befindet; daher kommt es denn auch, dass die Vergrösserung des Mikroskops so lange dieselbe bleibt, als man dasselbe Objectiv und dasselbe Ocular anwendet.

Nähert man den Gegenstand dem Objectiv, so entfernt sich das vom Objectiv entworfene Bild weiter von demselben, und man müsste das Ocular gleichfalls weiter von dem Objectiv entfernen können, um das Bild wieder deutlich zu sehen; dabei müsste nothwendig die Vergrösserung wachsen, während zugleich das Gesichtsfeld kleiner wird.

Von der Wahrheit dieser Behauptung kann man sich an jedem Mikroskope überzeugen, wenn sich die Ocularröhre etwas schwer in ihrer Hülse schiebt, so dass man sie etwas herausziehen kann und sie dann in dieser Stellung auch fest stehen bleibt.

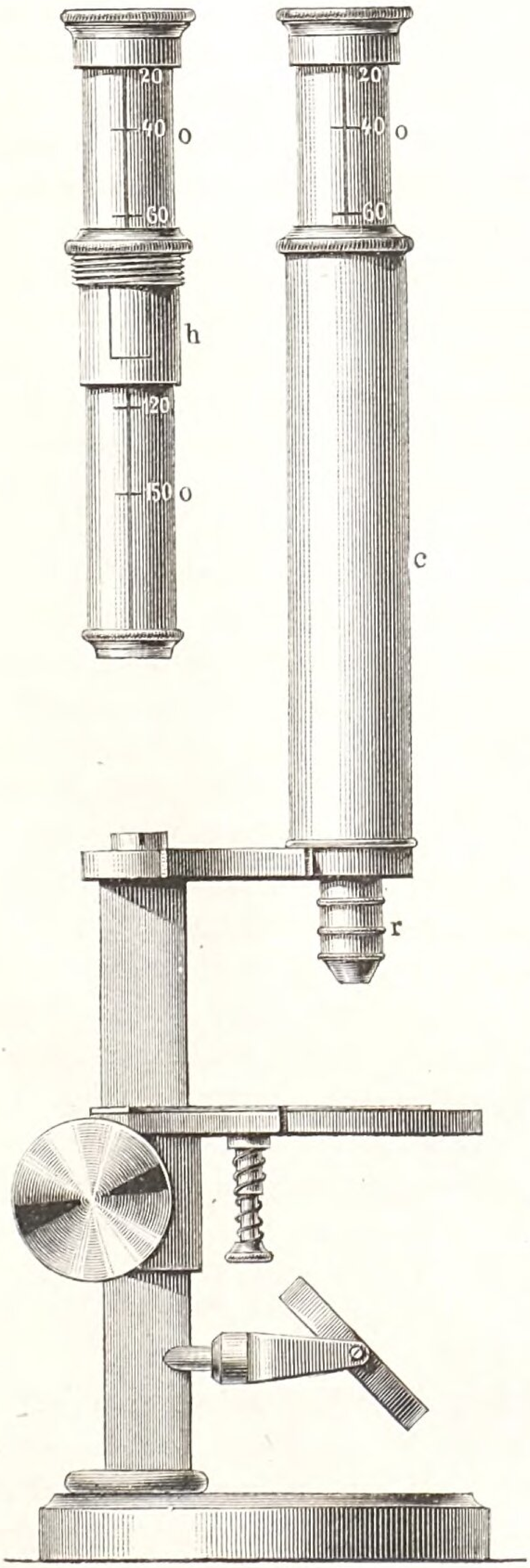
Sobald also die Entfernung zwischen Ocular und Objectiv eine veränderliche ist, kann man mit denselben Linsensystemen verschiedene Vergrösserungen hervorbringen. Die vergrössernde Kraft des Instrumentes wächst mit der Entfernung des Oculars vom Objectiv, also mit der Länge der Röhre.

Dies Princip ist bei den pankratischen Mikroskopen in Anwendung gebracht worden. Das Wesen derselben beruht darin, dass das Ocular dem Objectiv nach Belieben genähert oder von demselben entfernt werden kann, um so verschiedene Vergrösserungen ohne Wechsel der Linsen zu erhalten.

In die Classe der pankratischen Mikroskope gehören auch die Dissectionsmikroskope, wie sie von Oberhäuser und Plössl construirt

werden; diese haben jedoch ausser der erwähnten noch eine andere Eigenthümlichkeit.

Fig. 304. Fig. 305.



Das gewöhnliche Mikroskop zeigt die Gegenstände verkehrt. Für mikroskopische Beobachtungen hat dies gar keinen Nachtheil; dagegen ist es höchst störend, wenn man einen Gegenstand unter dem Mikroskope präpariren will. Für diesen Zweck sollen nun die Dissectionsmikroskope dienen, welche kein verkehrtes Bild geben und bei welchem die Entfernung des Gegenstandes vom Objectiv grösser ist als beim gewöhnlichen Mikroskope.

Das Ocular des Dissectionsmikroskopes ist eigentlich selbst ein schwach vergrösserndes zusammengesetztes Mikroskop, wenn auch seine Einrichtung von der des gewöhnlichen Mikroskopes etwas abweicht; sie ist identisch mit der des terrestrischen Oculars an Fernröhren, welches wir bald näher werden kennen lernen.

Dieses Ocular zeigt uns von kleinen Gegenständen ein verkehrtes vergrössertes Bild; betrachtet man also durch dasselbe das verkehrte Bild, welches durch die Objectivlinse des Instrumentes erzeugt wird, so wird man den Gegenstand wieder aufrecht sehen.

Die eben bezeichnete Ocularröhre lässt sich nun in dem Rohre, an welchem unten die Objectivlinsen angeschraubt sind, auf- und abschieben, wodurch die Stärke der Vergrösserung innerhalb gewisser Gränzen nach Belieben verändert werden kann.

Fig. 305 stellt ein Plössl'sches Dissectionsmikroskop dar; das Objectiv ist durch drei über einander geschraubte achromatische Linsen *r* gebildet. Fig. 304 zeigt die Ocularröhre *o* für sich mit der Hülse *h*, in

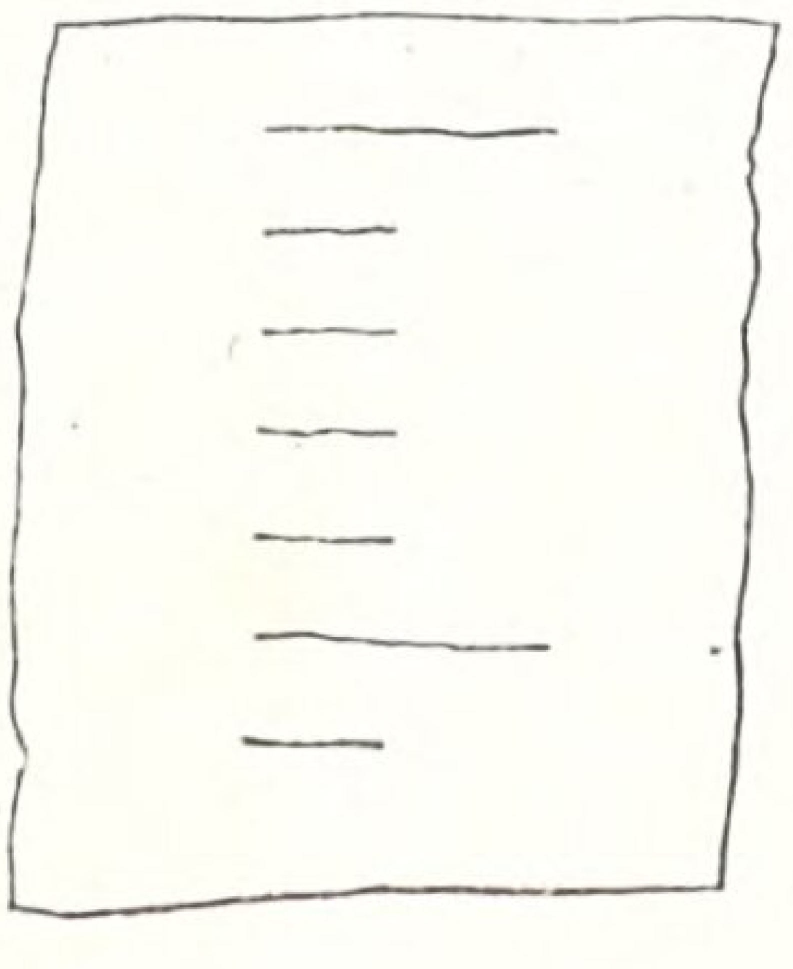
welcher sie sich schieben lässt und welche auf das Rohr c aufgeschraubt wird, an dessen unterem Ende sich das Objectiv befindet.

Die auf der Ocularröhre stehenden Zahlen geben an, welche Vergrösserung man erhält, wenn man die Ocularröhre bis zu dieser Stelle auszieht.

99 **Prüfung des Mikroskops und Messung seiner Vergrösserung.** Wenn die Brennweiten der einzelnen Linsen, aus denen ein Mikroskop zusammengesetzt ist, bekannt sind, so kann man allerdings nach den oben entwickelten Grundsätzen die Vergrösserung berechnen, welche es hervorbringt; da jedoch die Brennweiten der Linsen selbst erst durch den Versuch ermittelt werden müssen, so ist es einfacher und sicherer, die Vergrösserung des Mikroskops selbst zu messen, was gewöhnlich nach folgender, von Jacquin angegebener Methode geschieht.

Man legt unter das Objectiv des Mikroskops an die Stelle des zu betrachtenden Gegenstandes ein Glasmikrometer, d. h. einen sehr feinen auf Glas getheilten Maassstab, bei welchem die Länge von 1 mm in 20, und wenn es sich um stärkere Vergrösserungen handelt, in 100 gleiche Theile getheilt ist; über dem Ocular des Mikroskops aber bringt man irgend einen der in Paragraph 93 beschriebenen Zeichnungsapparate, etwa den Nachet'schen oder den Nobert'schen, an. Wenn nun neben das Mikroskop in der Weite des deutlichen Sehens ein Papierblatt aufgelegt ist, so kann man auf demselben die durch das Mikroskop gesehenen Theilstriche der Scala nachziehen und die so erhaltene Zeichnung alsdann mit dem Mikrometer vergleichen. Es sei z. B. unter das Objectiv des Mikroskops ein Mikrometer gelegt, auf welchem ein Millimeter in 20 gleiche Theile getheilt ist, so also dass der Abstand je zweier auf einander folgenden Theilstriche $^1/_{20}$ mm beträgt; von einem Theil dieses Mikrometers habe man alsdann mit Hülfe des auf das Mikroskop gesetzten Zeichnungsapparates die Zeichnung Fig. 306 erhalten, bei welcher der Abstand je zweier auf einander folgenden Theilstriche 4 mm beträgt, so erscheint die Länge von $^1/_{20}$ mm durch das Mikroskop gesehen zu 4 mm vergrössert, die Vergrösserung ist also $4 : {^1/_{20}}$, d. h. eine 80-fache.

Fig. 306.



Die Leistungen eines Mikroskops sind jedoch keineswegs durch die Vergrösserung desselben allein bedingt, sondern sie hängen davon ab, wie weit man durch das Instrument die Einzelnheiten kleiner Gegenstände zu erkennen im Stande ist; man wendet deshalb zur Prüfung der Mikroskope natürliche oder künstliche Probeobjecte an.

Unter den verschiedenen, zu diesem Zwecke vorgeschlagenen natürlichen Probeobjecten sind die Schuppen von den Flügeln des Weibchens

von Hipparchia Janira (ein unter den deutschen Namen „gelbes Sandauge“ oder „Riedgrasfalter“ bekannter, ziemlich häufiger Tagschmetterling) vorzugsweise zu empfehlen. Ein gutes Mikroskop soll bereits bei einer 44maligen Vergrösserung deutlich Längsstreifen auf denselben zeigen; bei 300maliger Vergrösserung müssen aber zwischen den Längsstreifen sehr nahe aneinander liegende Querstreifen erscheinen.

Weit schwierigere Probeobjecte sind verschiedene Arten von Diatomeen, namentlich Navicula und Pleurosigma. Nur mit sehr guten Instrumenten kann man auf ihnen verschiedenartige Streifungen erkennen. Näheres darüber in Harting's Mikroskop, 2. Aufl. Braunschweig 1866.

Man hat gegen diese Probeobjecte geltend gemacht, dass selbst die verschiedenen Schuppen desselben Flügels nicht ganz gleiche Grösse und Beschaffenheit haben. Um diesem Uebelstande zu entgehen, wendet Nobert als künstliche Probeobjecte sehr fein getheilte Glasmikrometer an. Seine Probeplatte älterer Art enthält 19 Gruppen von Parallellinien. Bei der ersten Gruppe beträgt die Entfernung je zweier Linien $^1/_{1000}$, bei der letzten Gruppe beträgt sie $^1/_{10000}$ Pariser Linie. Je mehr nun die Leistung des Mikroskops zunimmt, desto mehr dieser Gruppen wird man in einzelne Linien aufgelöst sehen. Die Linien der ersten Gruppe sollen bereits bei einer 70maligen Vergrösserung deutlich sichtbar sein, während man sie bei einer 300maligen Vergrösserung noch bis zur 6ten und 7ten Gruppe getrennt erkennen soll.

In neuerer Zeit hat Nobert noch feinere Probeplätten mit 20 Liniengruppen gemacht; bei der ersten dieser Gruppen beträgt die Entfernung je zweier Linien (von der Mitte eines Striches bis zur Mitte des nächsten) $^1/_{1000}$ Pariser Linie, bei der letzten Gruppe gar nur $^1/_{20000}$ Pariser Linie, und mit Recht sagt Harting: Man weiss nicht, soll man sich mehr wundern über die Kunst, womit diese Linien gezogen worden sind, oder über das Unterscheidungsvermögen des Mikroskops, welches solche Linien zur Ansicht bringt.

Die auf diese Weise getheilten Mikrometer zeigen jedoch, wie leicht begreiflich ist, unter sich ebenfalls Verschiedenheiten in der Schärfe und Sichtbarkeit der Linien. Uebrigens muss hier noch bemerkt werden, dass die Sichtbarkeit dieser Linien, so wie auch andere mikroskopische Objecte wesentlich durch die Beleuchtungsweise bedingt ist, indem sie bei etwas schräger Beleuchtung weit eher wahrgenommen werden, als bei gerader.

Mit wachsender Vergrösserung nimmt die Lichtstärke und Schärfe der mikroskopischen Bilder ab; über eine gewisse Gränze hinaus wird also eine gesteigerte Vergrösserung keinen Vortheil mehr bringen, sondern sogar noch weniger Detail erkennen lassen, als eine schwächere Vergrösserung.

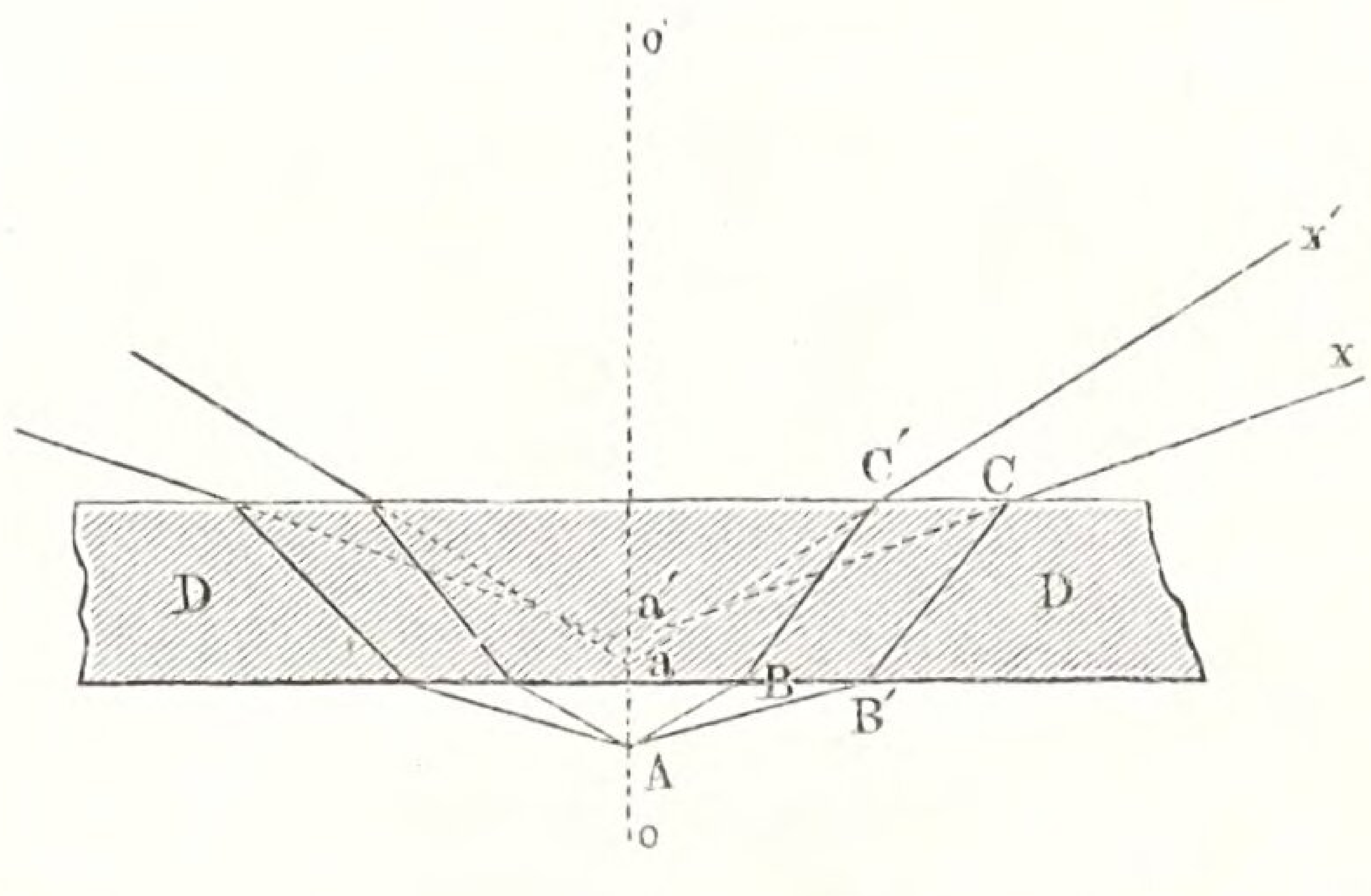
Nach den neueren Katalogen der berühmtesten Hersteller von Mikroskopen gehen die Vergrösserungen bei den bisher besprochenen Trockensystemen selten bis zu 1500 (linear), in der Regel zieht man Vergrösserungen bis zu 600 vor. Nur bei den unten zu erwähnenden Immersionssystemen gelangt man bis zu Vergrösserungen, die über 3000 hinausreichen.

Um die für stärkere Vergrösserungen nöthige Lichtstärke zu erhalten, wendet man besondere Linsensysteme an (*condensers*), welche das Licht auf dem Objecte concentriren.

In der Regel werden die zu beobachtenden Objecte unter dünne Glasplättchen, die sogenannten Deckgläschen, gelegt. Bei einigermaassen starken Vergrösserungen dürfen diese Deckgläschen nur sehr dünn sein, und bei sehr starken Vergrösserungen kann ein Objectiv nur für eine bestimmte Dicke des Deckplättchens seine besten Leistungen hervorbringen. Man hat deshalb die unterste Linse der stärkeren Objectivsysteme innerhalb einer gewissen Gränze durch Drehung verschiebbar gemacht, um es dadurch für verschiedene Dicken der Deckplättchen accommodiren zu können.

Der Einfluss der Deckgläschen lässt sich leicht nachweisen. Es sei DD, Fig. 307, der Durchschnitt eines solchen Gläschen im stark vergrösserten Zustande, A sei ein Punkt des Objectes. Die von ihm ausgehenden

Fig. 307.



Strahlen, z. B. AB und AB', werden so gebrochen, dass sie in den Richtungen Cx und $C'x'$ austreten, welche sich rückwärts nicht in Einem Punkte schneiden, sondern annähernd von zwei verschiedenen Punkten a und a' zu kommen scheinen. Das Deckgläschen hat also den nachtheiligen Einfluss, dass es die Strahlen so bricht, als ob statt des Einen Objects eine ganze ununterbrochene Reihe von solchen Objecten in verschiedener Höhe vorhanden wären.

Amici setzte zuerst einen Oeltropfen, später einen Wassertropfen, zwischen Deckgläschen und Objectiv und erfand so das Immersionsmikroskop. Dasselbe bietet insbesondere für sehr starke Vergrösse-

rungen mehrfache ausserordentliche Vortheile. Es ersetzt die Luft zwischen Deckglas und Linse durch einen Körper mit einem Brechungsquotienten, der dem des Glases näher kommt, weshalb der schädliche Einfluss des Deckglases geringer, die Vergrösserungsfähigkeit grösser wird. Insbesondere geschieht dies auch durch die wachsende Lichtstärke in Folge geringerer Reflexionsverluste und der Vergrösserung des Oeffnungswinkels.

Nach neueren Untersuchungen von E. Abbe (Schultze's Archiv für mikrosk. Anatomie 1873) und von H. Helmholtz (Pogg. Ann. Jubelb., S. 557) ergiebt sich aus Gründen, welche sich auf die Theorie der Diffraction (Beugung) stützen, die kleinste mikroskopisch sichtbare Distanz $= \frac{1}{3636}$ mm, bei gewöhnlichen, $= \frac{1}{4848}$ mm bei Immersionssystemen. Diese theoretische Gränze ist in der Praxis nahe erreicht, sie beträgt nach Harting $\frac{1}{3313}$ mm, nach Dippel $\frac{1}{3500}$ mm. Nur unter Anwendung blauen Lichtes oder der photographischen Wirkung ultravioletter Strahlen könnte man wegen der kürzeren Wellenlänge noch weiter gelangen. In der That ist es dem Amerikaner Tolles in Boston gelungen, von der Nobert'schen Probeplatte mit $\frac{1}{10000}$ Pariser Linie Abstand mittelst seiner Mikroskope Photographien aufzunehmen, auf welchen man mit der Loupe die Linien zählen kann.

Binoculare Mikroskope nennt man solche Instrumente, deren Construction darauf berechnet ist, dass dasselbe Object gleichzeitig von zwei verschiedenen Augen mikroskopisch betrachtet werden kann. In diese Kategorie gehören nun zwei wesentlich verschiedene Arten von Instrumenten, nämlich: erstens solche, bei denen die beiden Augen desselben Beobachters gleichzeitig dasselbe Object mikroskopisch betrachten, so dass ein stereoskopischer Effect erzielt werden soll, weshalb man solche Instrumente auch stereoskopische Binocularmikroskope nennen kann, und zweitens solche Instrumente, deren Zweck es ist, dass gleichzeitig zwei Beobachter dasselbe Object beobachten können, was für mikroskopische Demonstrationen oft von der grössten Wichtigkeit ist. 100

Was die stereoskopischen Binocularmikroskope betrifft, so könnte man den Zweck zunächst dadurch erreichen, dass man zwei gewöhnliche Mikroskope in der Weise combinirt, dass die beiden Röhren, in deren Oculare die beiden Augen des Beobachters hineinschauen, gegen dasselbe Object gerichtet sind; dies ist jedoch nur ausführbar, so lange man Objective von grosser Brennweite, also sehr schwache Vergrösserungen anwendet. Gewöhnlich ist die Einrichtung derartig, dass man ein gemeinschaftliches Objectiv für beide Rohre anwendet, und dass man die vom Objecte kommenden Strahlen erst nach ihrem Durchgange durch das Objectiv in zwei Bündel theilt, von denen das eine dem rechten, das andere dem linken Auge zugeführt wird. Riddel in Amerika, Nachet in Frankreich und Wenham in England haben diesen Zweck auf verschiedene Weise erreicht.

Fig. 308 ist eine äussere Ansicht von Nachet's „stereoskopischem“ binocularem Mikroskop, in welcher man leicht das gemeinschaftliche Objectiv und die beiden einander parallelen Ocularröhren erkennt. Wie die Trennung der Strahlenbündel bewirkt wird, von welchen das eine in das rechte, das andere in das linke Auge gelangt, ist aus Fig. 309 zu ersehen. Die aus dem Objectiv austretenden Strahlen treten in das gleichseitige Glasprisma *A* ein, um zur Hälfte an der Fläche *fg*, zur anderen Hälfte an der Fläche *fh* eine totale Reflexion zu erfahren. Die an der Fläche *fg* gespiegelten Strahlen treten nahezu rechtwinklig zur Fläche *fh*, und die von *fh* gespiegelten treten ebenso an der Fläche *fg* aus.

Die durch die Fläche *fg* austretenden Strahlen erfahren im Prisma *C* eine abermalige totale Reflexion, um dann nahezu in verticaler Richtung in das eine Ocularrohr einzutreten, während das aus der Fläche *fh* austretende Strahlenbündel in gleicher Weise dem anderen Ocularrohr zugeführt wird.

Fig. 309.

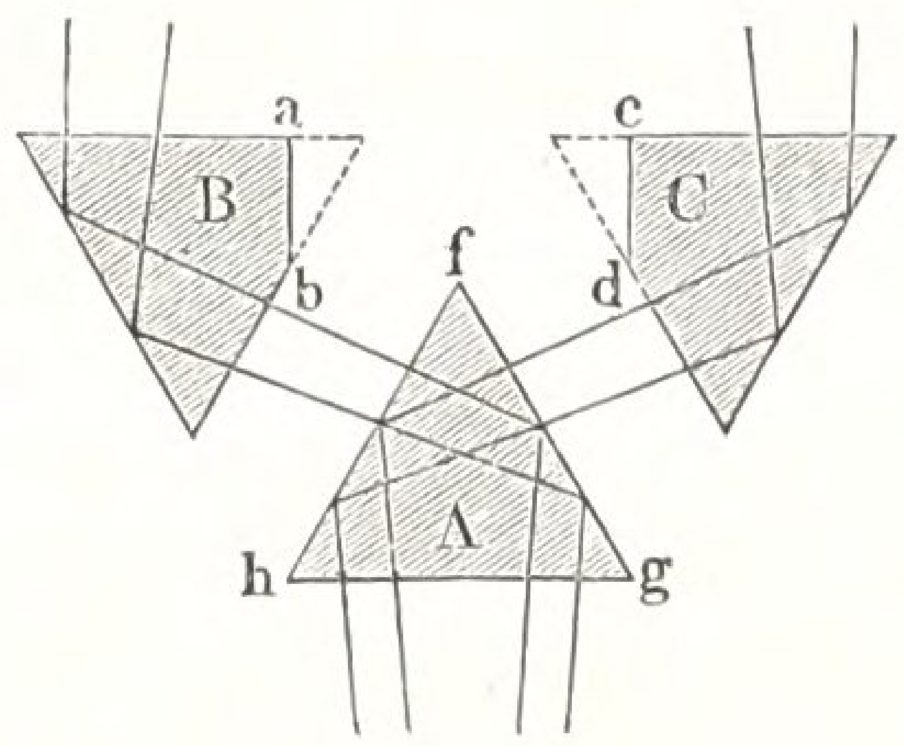


Fig. 308.

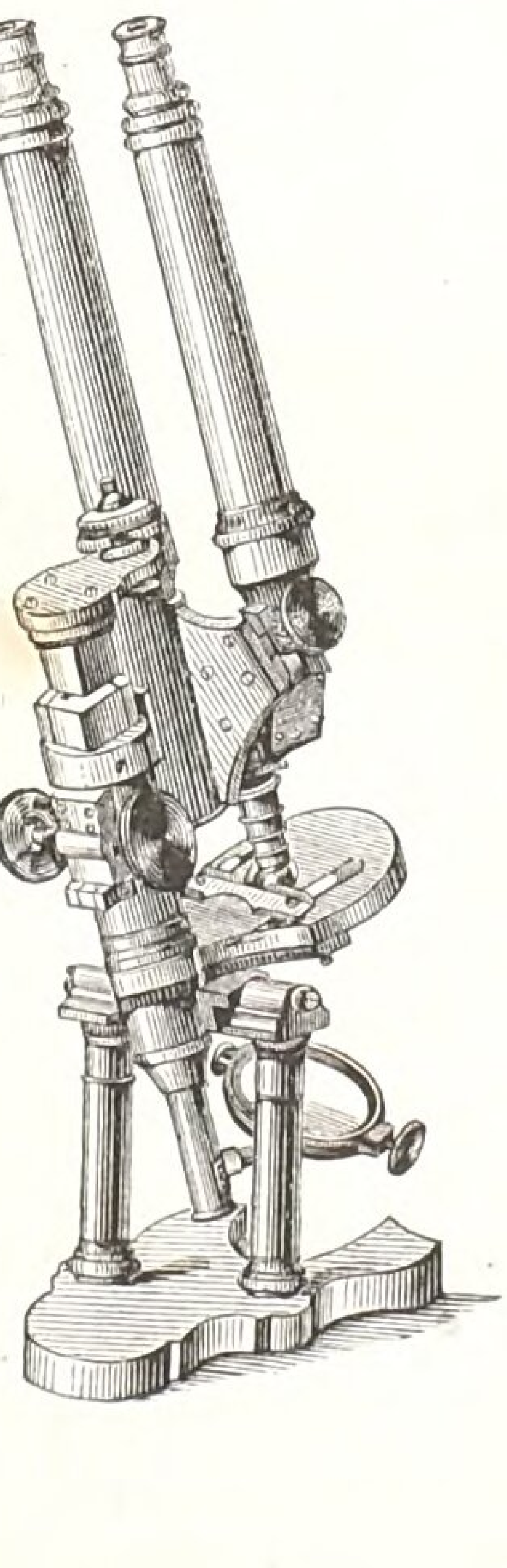


Fig. 310.

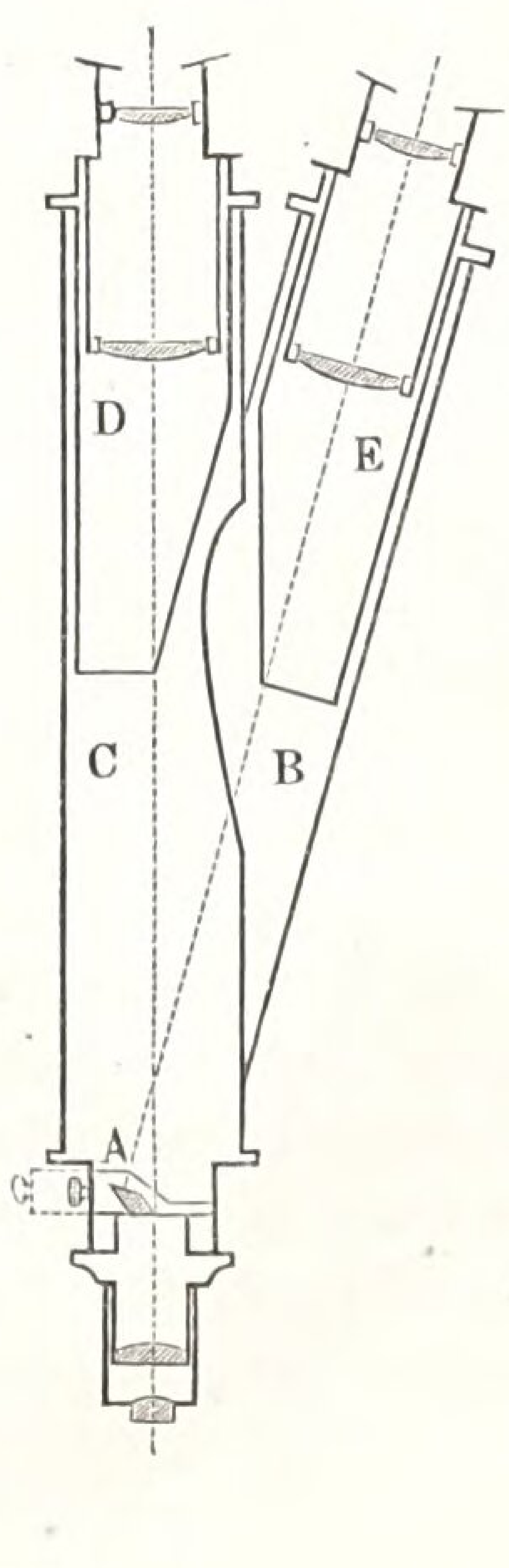
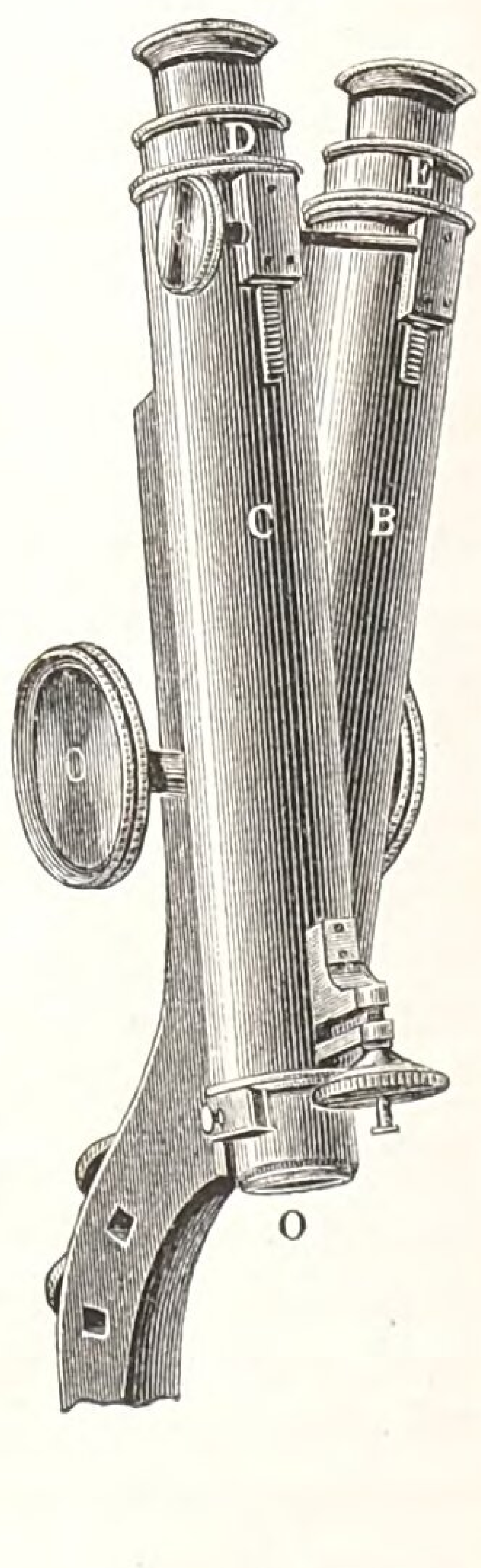


Fig. 311.



Da der Abstand der beiden Augen für verschiedene Individuen nicht derselbe ist, so ist die Einrichtung getroffen, dass man innerhalb gewisser Gränzen die Ocularröhren einander nähern oder sie von einander entfernen kann.

Fig. 311 stellt Wenham's Binocular-Mikroskop in $\frac{1}{4}$ der natürlichen Grösse dar, und Fig. 310 erläutert die innere Einrichtung desselben. Bei *O*, Fig. 311, wird das Objectiv eingeschraubt. Etwas oberhalb des Objectivs wird ein ringförmiger Schieber eingeführt, welcher das kleine Glasprisma *A*, Fig. 310, trägt. Ein Theil der durch das Objectiv in das Instrument eingetretenen Strahlen erleidet in *A* eine zweimalige totale Reflexion, um dann in das Rohr *B* einzutreten und zum Ocular *E* desselben zu gelangen, während die neben *A* vorbei gehenden Strahlen durch das Rohr *C* zum Ocular *D* gelangen. Auch hier ist die Einrichtung getroffen, dass die Entfernung der beiden Oculare so regulirt werden kann, wie es der Entfernung der beiden Augen des Beobachters entspricht.

Wenn man das Glasprisma *A* aus dem Wenham'schen Instrumente entfernt, so dient das Rohr *C* mit dem unten angeschraubten Objectiv

Fig. 312.

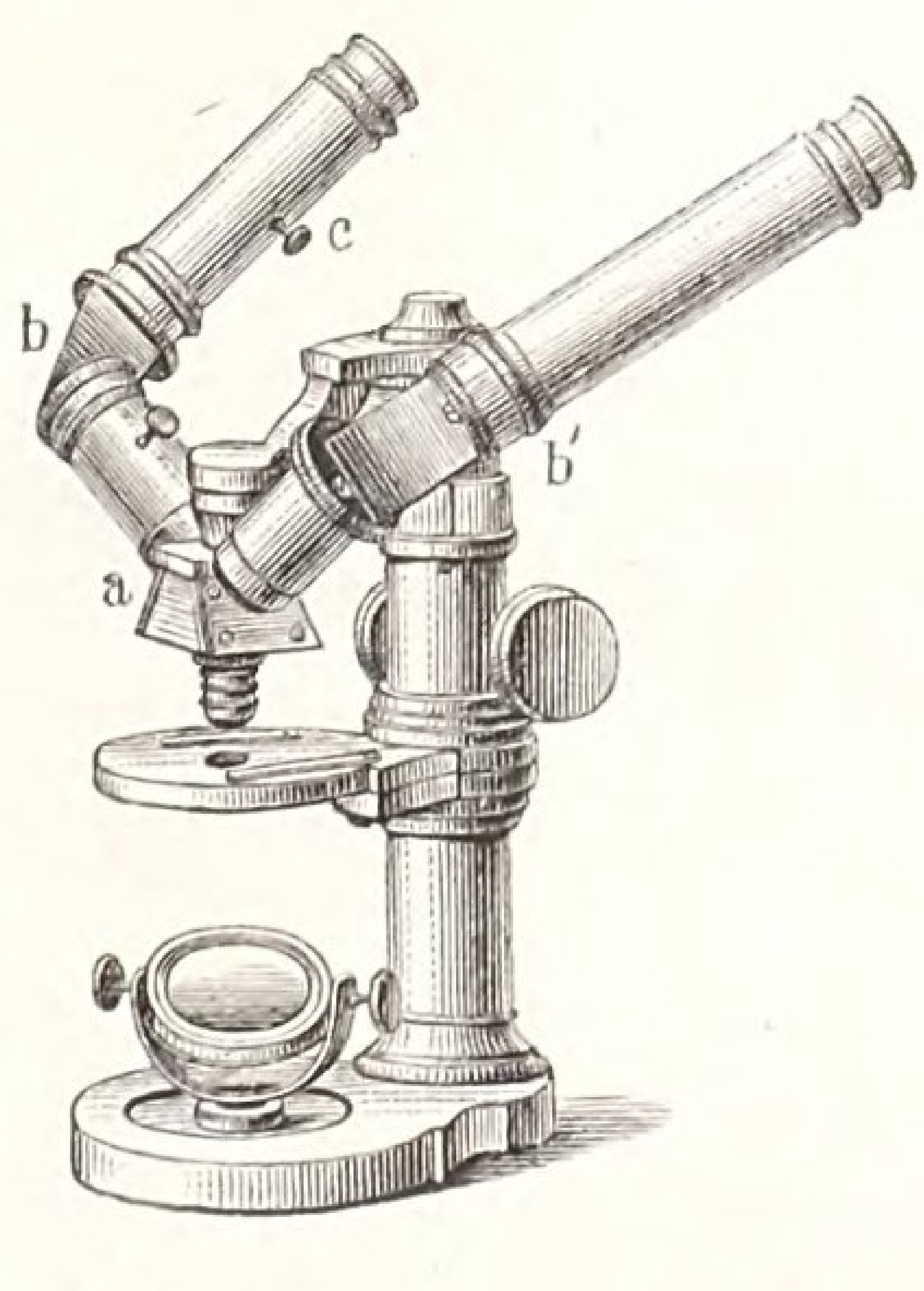
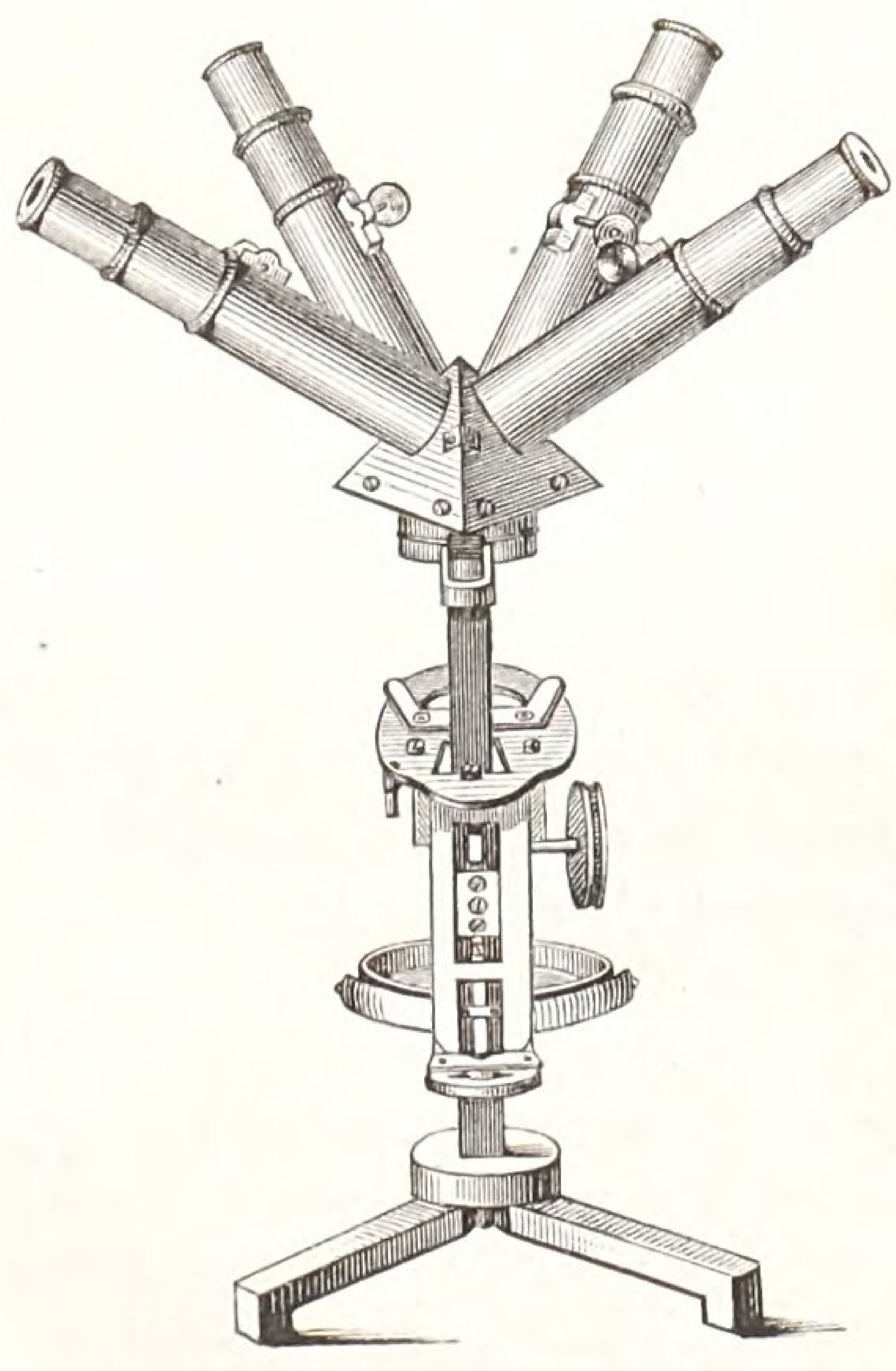


Fig. 313.



und mit dem Ocular *D* wie ein gewöhnliches zusammengesetztes Mikroskop.

Fig. 312 stellt Nachet's binoculares Mikroskop für zwei Beobachter dar.

Es bedarf wohl keiner weiteren Erläuterung, wie die aus dem gemeinschaftlichen Objectiv austretenden Strahlen zunächst durch ein im Kästchen *a* befindliches Prisma in zwei Strahlenbündel getheilt werden, welche durch eine zweite totale Reflexion bei *b* und *b'* zu den beiden Ocularen gelangen.

Nach demselben Princip hat Nachet auch ein trioculares und Harting ein quadrioculares Mikroskop, Fig. 313 (a. v. S.), construirt.

Die berühmtesten älteren Firmen für Mikroskope sind Chevalier in Paris, Oberhäuser, jetzt Hartnack, in Potsdam (aus dessen Werkstätte die meisten in Deutschland gebrauchten feineren Instrumente stammen), Schick in Berlin, Plössl in Wien, Merz (früher Fraunhofer) in München. Von den neueren Firmen, welche vorzügliche Instrumente liefern, nennen wir beispielsweise: Kellner-Belthle-Leitz in Wetzlar, Zeiss in Jena, Gundlach-Seibert und Krafft in Wetzlar, Emmerich und Hensoldt in Wetzlar, Winkel in Göttingen. Auch die Mikroskope von Schröder in Hamburg, Nobert in Barth, Schmidt und Hänsch in Berlin, Baader in München, Béneche in Berlin, Möller und Emmerich in Giessen, werden von Fachmännern empfohlen. Die Zahl der jährlich verkauften Mikroskope wird auf 3000 geschätzt. Ihre Construction, ihre Ausrüstung mit Hülfsapparaten und ihre Verwendung haben in den letzten Decennien solche Fortschritte gemacht, dass es hier durchaus an Raum fehlt, davon eine genügende Darstellung zu geben. Man muss hierüber die Specialarbeiten zu Rathe ziehen, so z. B. die Werke von P. Harting, von Nägeli und Schwendener, H. Frey, L. Dippel, F. Merkel, E. Abbe (Beiträge zur Theorie des Mikroskops und Archiv für mikrosk. Anatomie Bd. IX) u. m. A.

101 **Das holländische Fernrohr.** Während das Mikroskop den Zweck hat, Körper zur Anschauung zu bringen, welche wegen ihrer Kleinheit mit blossem Auge nicht in ihren Einzelnheiten gehörig deutlich gesehen werden können, ist es die Aufgabe des Fernrohrs, solche Gegenstände zu zeigen, deren Details wegen ihrer grossen Entfernung dem blossen Auge verschwinden.

Auch die Fernröhre sind aus einem Objectiv und einem Ocular zusammengesetzt; das Objectiv des Fernrohres ist aber eine Linse von grösserer Brennweite, welche ebenfalls achromatisch sein muss, wenn die Bilder rein und scharf sein sollen.

Die verschiedenen Arten der Fernröhre unterscheiden sich durch die verschiedene Einrichtung des Oculars. Bei dem holländischen Fernrohre besteht das Ocular aus einer einfachen Zerstreuungslinse; das Ocular des astronomischen Fernrohres hat eine oder zwei Sammellinsen; das Ocular des Erdfernrohres endlich hat deren drei oder vier.

Die Einrichtung des holländischen oder Galiläi'schen Fernrohres ist in Fig. 314 schematisch dargestellt. *oo* ist das Objectiv, welches

in ab ein verkehrtes Bild des Gegenstandes AB entwerfen würde, wenn die Strahlen nicht schon vorher durch die als Ocular dienende Concavlinse vv aufgefangen würden. Das Ocular vv ist so gestellt, dass die Entfernung des Bildes ab von demselben etwas grösser ist als die Zerstreuungsweite der Concavlinse; folglich werden alle nach einem Punkte des Bildes ab convergirenden Strahlen durch die Linse vv so gebrochen, dass sie nach ihrem Durchgange durch dieselbe so divergiren, als ob sie von einem Punkte vor der Linse vv herkämen.

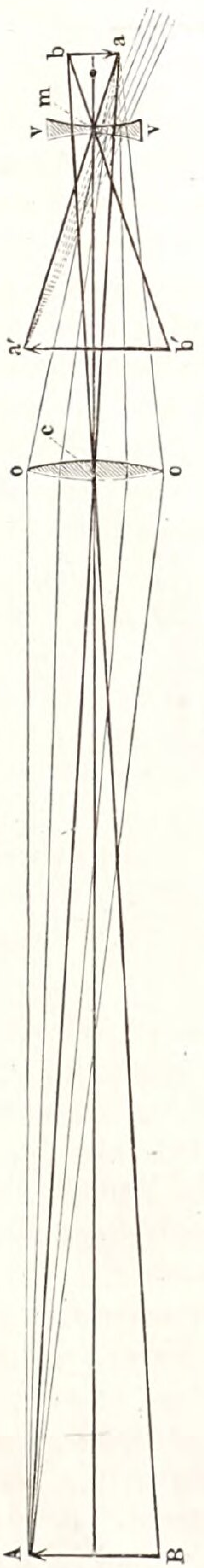


Fig. 314.

Die von dem obersten Punkte A des Gegenstandes auf das Objectiv fallenden Strahlen convergiren nach dem Durchgange durch dasselbe nach dem Punkte a; von der zerstreuenden Ocularlinse vv aufgefangen, werden sie aber so gebrochen, dass sie von dem Punkte a' aus zu divergiren scheinen, welcher weiter von vv entfernt ist als a.

In gleicher Weise wird das von dem untersten Punkt B des Gegenstandes aus auf die Objectivlinse oo fallende Strahlenbündel nach dem Durchgang durch die Ocularlinse vv so divergiren, als ob es von b' ausgegangen wäre. Ein hinter das Ocular gebrachtes Auge wird also in $a'b'$ das aufrechte Bild des Gegenstandes AB erblicken.

Die Vergrösserung, welche das holländische Fernrohr hervorbringt, ist leicht zu berechnen, wenn man die Brennweite des Objectivs und die Zerstreuungsweite des Oculars kennt. Ohne Fernrohr erscheint der Gegenstand unter dem Winkel AcB oder, was dasselbe ist, unter dem Winkel acb; durch das Fernrohr betrachtet, erscheint er uns aber unter dem Winkel $a'mb'$ (wenn wir uns das Auge in den Mittelpunkt m der Ocularlinse versetzt denken), welcher dem Winkel bma gleich ist. Um zu bestimmen, wie vielmal das Fernrohr vergrössert, haben wir also nur zu ermitteln, wie vielmal der Winkel bca grösser ist als der Winkel bma.

Die Entfernung des Bildes ab vom Objectiv ist (nahe) gleich der Brennweite f desselben, wenn der Gegenstand sehr weit entfernt ist; die Entfernung des Bildes ab vom Ocular vv ist aber nur unmerklich grösser als die Zerstreuungsweite f' dieser Linse. Nun aber verhalten sich die Winkel bma und bca sehr nahe umgekehrt wie diese Entfernungen, also

$$bca : bma = f' : f.$$

Setzen wir den Winkel bca, unter welchem der Gegenstand ohne Fernrohr erscheint, $= 1$, so ist der Winkel, unter welchem er in dem Fernrohre gesehen wird,

$$bma = \frac{f}{f'},$$

d. h. man findet die Vergrösserung, wenn man die Brennweite des Objectivs durch die Zerstreuungsweite des Oculars dividirt; die Vergrösserung ist also um so grösser, je grösser die Brennweite des Objectivs und je kleiner die Zerstreuungsweite des Oculars ist.

Die Entfernung der beiden Gläser ist offenbar sehr nahe gleich $f - f'$; wenn man also verschiedene Oculare mit demselben Objective verbindet, so wird die Entfernung der beiden Linsen um so grösser sein müssen, je kürzer die Zerstreuungsweite des Oculars, je stärker also die Vergrösserung ist.

Je näher der zu betrachtende Gegenstand rückt, desto weiter rückt ab vom Objectiv weg, desto weiter muss man also das Fernrohr ausziehen.

Ausser den gewöhnlichen Theaterperspectiven gehören auch die sogenannten Feldstecher, welche namentlich von Plössl ausgezeichnet gemacht werden, in die Classe der holländischen Fernrohre. Die Feldstecher sind mit mehreren (gewöhnlich drei) auf einer kleinen Drehscheibe befindlichen, verschiedenen starken Hohlgläsern versehen, so dass man nach Belieben das eine oder das andere vor die Ocularöffnung bringen und so leicht die Stärke der Vergrösserung wechseln kann. Für stärkere Vergrösserungen muss das Fernrohr natürlich weiter ausgezogen sein; ebenso muss man bei Betrachtung näherer Gegenstände das Rohr weiter ausziehen, als wenn man fernere Gegenstände betrachtet.

Da die aus dem Ocular des holländischen Fernrohres austretenden Strahlen divergiren, so ist klar, dass nur von demjenigen Theile des Objectivs, welcher sich unmittelbar vor der Pupille befindet, Strahlen ins Auge gelangen können. Aus diesem Grunde ist das Gesichtsfeld des holländischen Fernrohres sehr klein, es wird durch die Mantelfläche des Kegels begränzt, dessen Basis die Pupille und dessen Spitze der Mittelpunkt des Objectivs ist.

Wegen des kleinen Gesichtsfeldes können die Galiläi'schen Fernrohre auch nur eine geringe, höchstens 20- bis 30malige Vergrösserung vertragen. Die Theaterperspective vergrössern 2-, höchstens 3mal.

Fig. 315 erläutert die gewöhnliche Form der holländischen Fernrohre, nämlich das Theaterperspectiv. An einem vorn weiten, hinten engeren Rohre ist bei oo die Objectivlinse eingeschraubt. Bei bb ist eine Hülse eingeschraubt, in welcher das Rohr cc steckt, und in dieses Rohr ist endlich bei aa die Ocularlinse eingeschraubt. Das Rohr c kann sammt dem Ocular nach Belieben aus- und eingeschoben werden.

In die Kategorie des holländischen Fernrohrs gehört auch die Brücke'sche Loupe, welche sich von dem Theaterperspectiv und dem Feldstecher

Fig. 315.

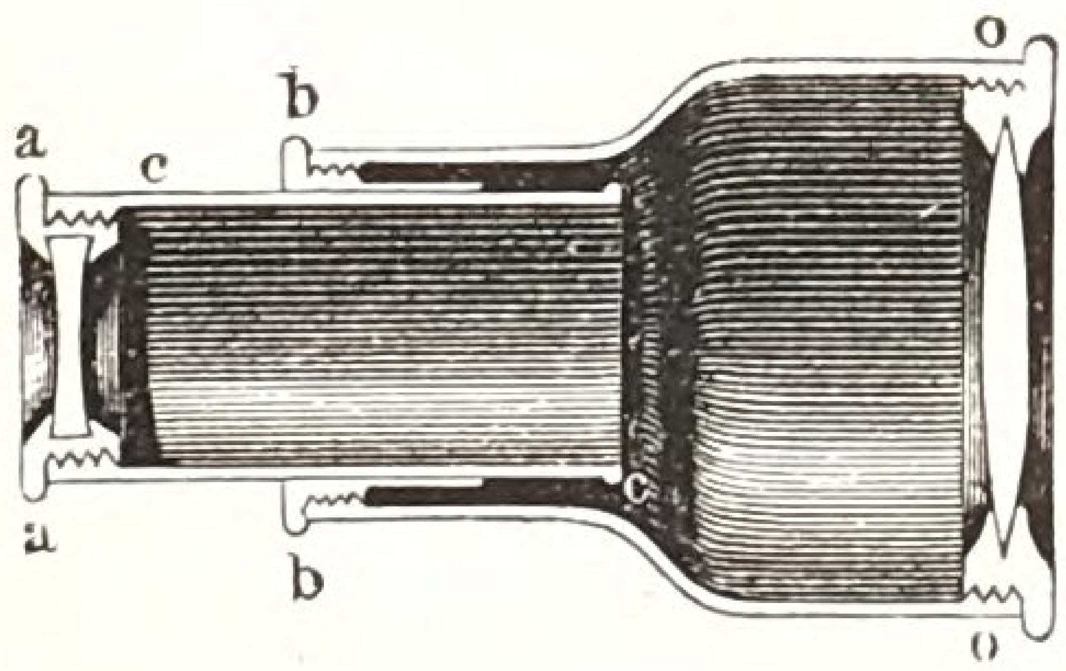
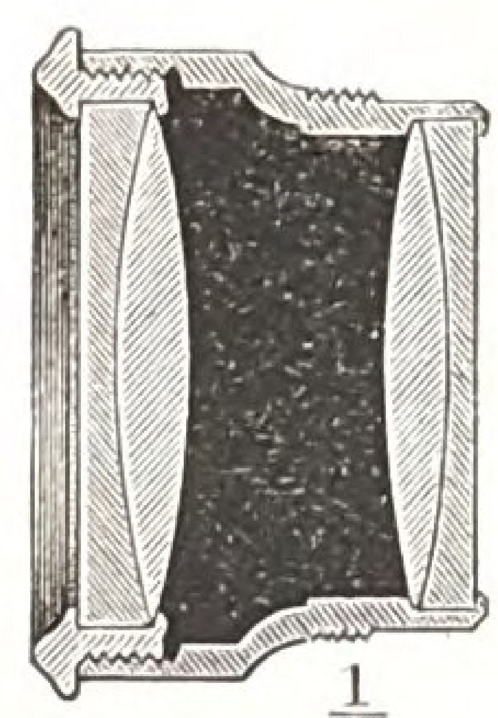


Fig. 316.



nur dadurch unterscheidet, dass ihr Objectiv eine viel kleinere Brennweite hat. Um jedoch diesem Objectiv bei einer Brennweite von 8 bis 9 cm doch eine grosse Oeffnung geben zu können, ist es aus zwei achromatischen Linsen zusammengesetzt, wie Fig. 316 zeigt. Das Ocular ist das gleiche wie bei einem Theaterperspectiv. Ungefähr 9 cm lang, giebt dieses Instrument bei nahezu 7 maliger Vergrösserung scharfe Bilder von Objecten, welche ungefähr 8 cm vom Objectiv entfernt sind. In ihren Leistungen steht die Brücke'sche Loupe also zwischen dem Mikroskop und dem Fernrohr.

Das astronomische Fernrohr. Bei dem astronomischen Fernrohre kommt das Bild des Objectivs wirklich zu Stande, und es wird durch eine einfache oder zusammengesetzte Loupe in dem bereits beim Mikroskop erläuterten Sinne betrachtet. 102

Von dem Gegenstand AB, Fig. 317 (a. f. S.), wird durch das Objectiv oo das verkehrte verkleinerte Bild ab entworfen, und dieses erscheint dann durch die Ocularlinse vv betrachtet in $a'b'$ vergrössert. Unsere Figur zeigt den Lauf des Strahlenbündels, welches, von dem höchsten Punkt des Gegenstandes ausgehend, das Instrument durchläuft.

Die Vergrösserung eines solchen Fernrohres ist leicht zu berechnen, wenn man die Brennweite des Objectivs und des Oculars kennt; denn der Sehwinkel, unter welchem der Gegenstand dem blossen Auge erscheint, ist gleich dem Winkel bca; durch das Fernrohr erscheint er aber unter dem Winkel $b'ma'$, welcher gleich bma ist. Der erstere dieser Winkel verhält sich aber zum letzteren umgekehrt wie die Entfernung des Bildes ab vom Objectiv zu der Entfernung desselben vom Ocular; nun aber steht das Bild vom Objectiv (nahezu) um die Brennweite f desselben, vom Ocular aber (nahezu) um die Entfernung f' ab, wenn wir mit f' die Brennweite des Oculars bezeichnen; die durch das Fernrohr hervorgebrachte Vergrösserung ist also $\frac{f}{f'}$.

Die Länge des Fernrohres ist $f + f'$, d. h. sie ist gleich der Summe der Brennweiten der beiden Gläser.

Beim astronomischen Fernrohre wird in gleicher Weise, wie beim Mikroskop, nicht eine einfache Convexlinse, sondern ein System von zwei Linsen als Ocular angewendet. Das gebräuchlichste Ocular des astronomischen Fernrohrs ist das Campani'sche, dessen Einrichtung bereits in §. 97 beschrieben wurde.

Fig. 318.

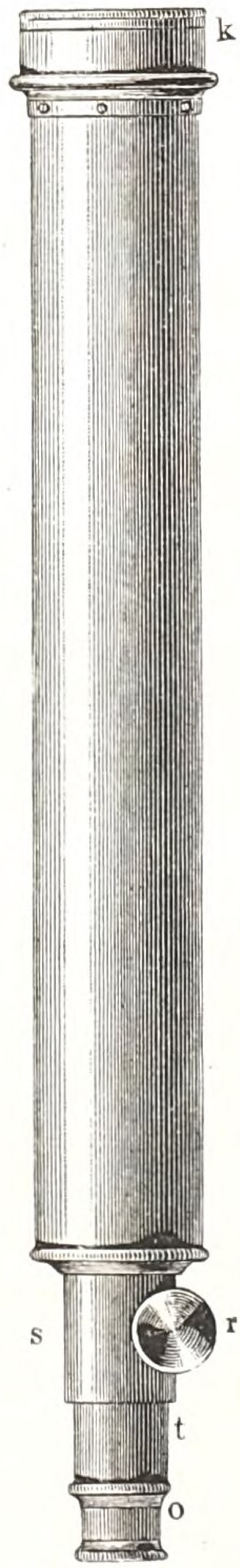


Fig. 317.

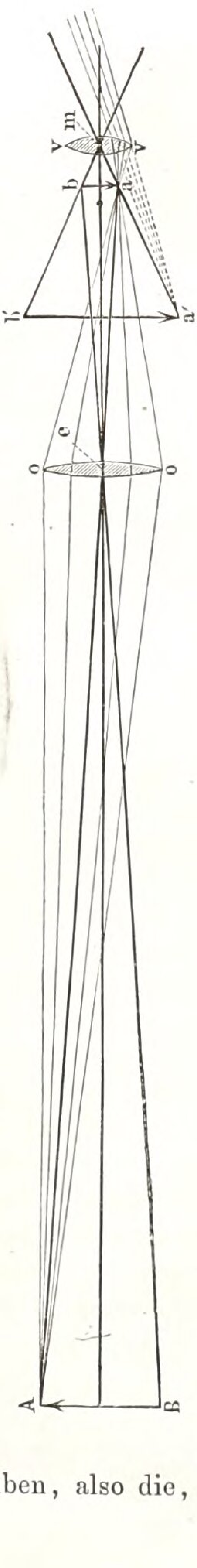


Fig. 318 stellt die äussere Einrichtung des astronomischen Fernrohres dar. An die Röhre, an welcher vorn das Objectiv k angeschraubt ist, setzt sich am anderen Ende eine engere Röhre s an, in welcher sich mittelst des Triebes r die Röhre t aus- und einschieben lässt. An das Rohr t ist das Ocular o angeschraubt.

In der Regel sind jedem derartigen Fernrohre mehrere Oculare beigegeben, welche verschieden starke Vergrösserungen geben und welche man nach Belieben wechseln kann.

Zum Behuf genauer Beobachtungen und Messungen muss das Instrument mit einem Fadenkreuze versehen sein. Beim Campani'schen Ocular kann dieses nur zwischen dem Collectivglas und dem Augenglas, und zwar an der Stelle des Bildes rs, angebracht werden; bei Anwendung von Campani'schen Ocularen ist also kein Wechsel der Vergrösserung möglich, ohne dass gleichzeitig das Fadenkreuz entfernt und durch ein anderes ersetzt wird. Dass dabei die Unveränderlichkeit der Visirlinie nicht gewahrt werden kann, ist klar, und man hat deshalb bei Messinstrumenten das Campani'sche Ocular mit dem Ramsden'schen vertauscht, welches im Wesentlichen eine aus zwei Linsen zusammengesetzte Loupe ist.

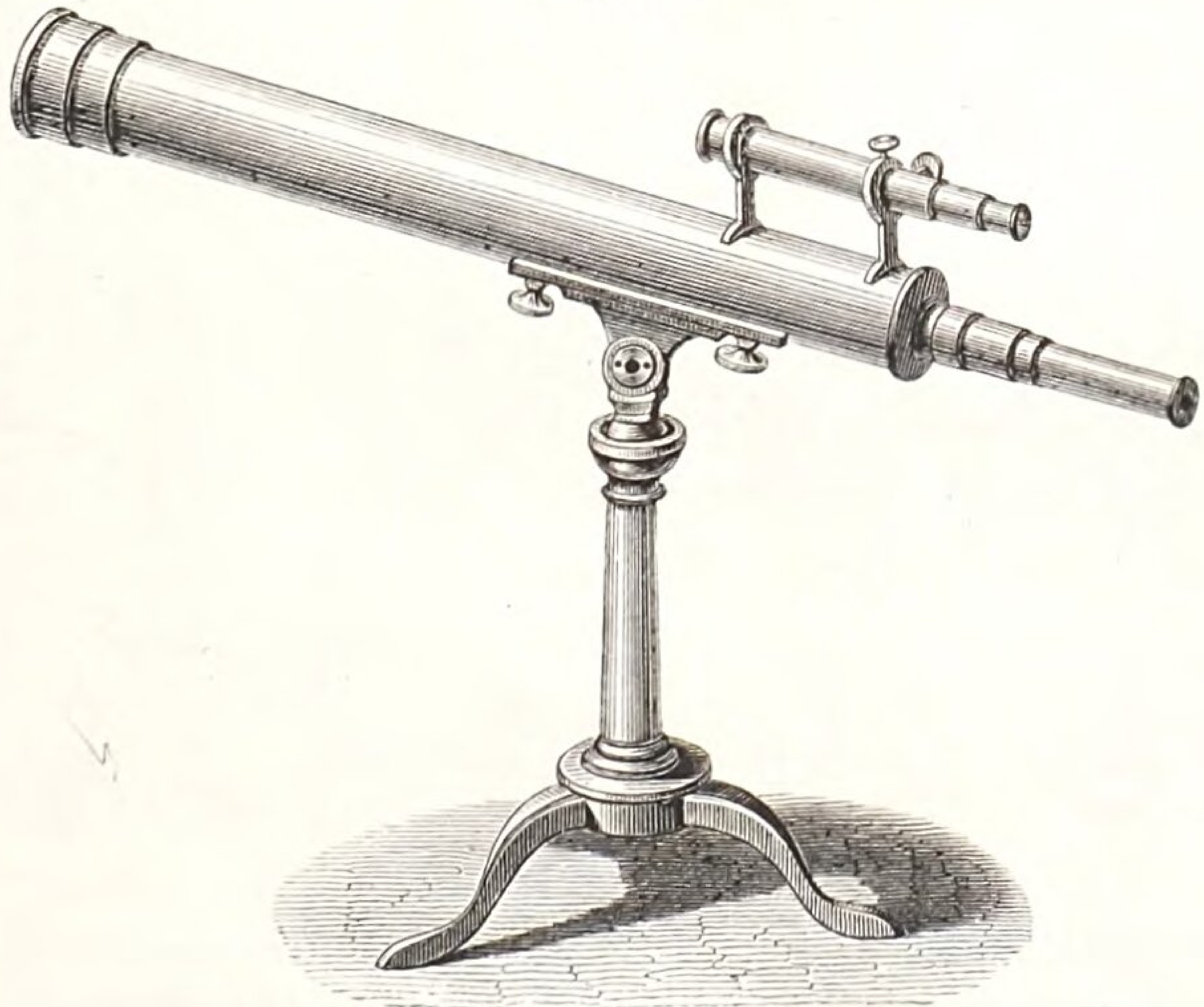
Kellner hat das Ramsden'sche Ocular dadurch verbessert, dass er die zweite Linse desselben, also die, welche dem Auge zunächst steht, aus einer convexen

Crownglas- und einer concaven Flintglaslinse zusammensetzte, deren letztere so berechnet ist, dass sie die Fehler der Farbenzerstreuung der beiden Crownglaslinsen des Oculars corrigirt.

Das Gesichtsfeld des astronomischen Fernrohres wird dann ein möglichst grosses sein, wenn man das Auge an die Stelle der Axe bringt, wo dieselbe von den Strahlenbündeln geschnitten wird, welche den Rand der Ocularlinse passiren. Das Gesichtsfeld ist durch den Mantel des Kegels begränzt, dessen Spitze die Mitte des Objectivs und dessen Basis die Ocularlinse oder bei zusammengesetzten Ocularen die dem Objectiv zunächst stehende Linse des Oculars (also beim Campani'schen Ocular das Collectivglas) ist. Es geht daraus hervor, dass das Gesichtsfeld des astronomischen Fernrohrs bedeutend grösser ist als das des holländischen, dass es aber gleichfalls mit der Stärke der Vergrösserung abnimmt.

Wegen der mit starker Vergrösserung unvermeidlich verbundenen Kleinheit des Gesichtsfeldes ist es oft ungemein schwierig, ein stark vergrösserndes Fernrohr auf einen bestimmten Gegenstand einzustellen, es also z. B. auf einen bestimmten Stern zu richten. Deshalb ist mit solchen grösseren Instrumenten meist ein kleineres Fernrohr von geringerer Vergrösserung in der Art verbunden, dass die Axen beider Fernrohre genau parallel sind, wie man dies z. B. in Fig. 319 sieht, welche ein grösseres Standfernrohr sammt seinem Stativ darstellt. Wenn man, durch das kleine Fernrohr hindurchschauend, das Instrument so gerichtet hat, dass der zu

Fig. 319.

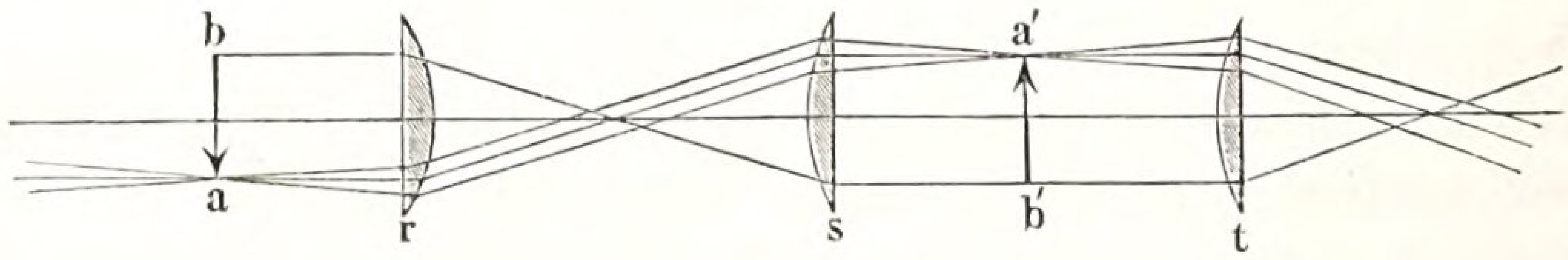


betrachtende Gegenstand in der Mitte des Gesichtsfeldes erscheint, so wird er alsdann auch für das grössere Fernrohr im Gesichtsfelde sein.

103 **Das terrestrische Fernrohr.** Das astronomische Fernrohr zeigt uns ein verkehrtes Bild der Gegenstände. Bei Beobachtung von Gestirnen hat dieser Umstand nicht den mindesten Nachtheil, während er bei Betrachtung irdischer Objecte störend ist. Bei Erdfernröhren, d. h. bei solchen, welche zur Beobachtung von irdischen Gegenständen dienen sollen, bringt man deshalb ein Ocular in Anwendung, welches das vom Objectiv entworfene verkehrte Bild wieder umkehrt.

Die Ocularröhre des terrestrischen Fernrohrs oder das terrestrische Ocular ist im Wesentlichen nichts Anderes als ein zusammengesetztes Mikroskop, dessen Objectiv jedoch weit schwächer ist als bei den gewöhnlichen Mikroskopen. Fig. 320 stellt die Einrichtung dar, welche

Fig 320.

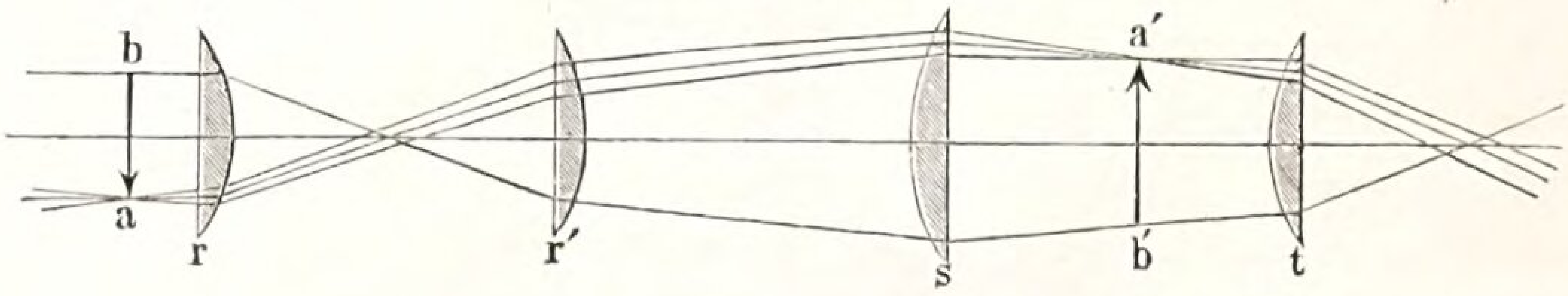


Rheita ursprünglich dem terrestrischen Ocular gab. Es besteht aus drei Linsen, von denen die erste, r, gewissermaassen das Objectiv, s das Collectivglas und t das Augenglas des Mikroskops ist, durch welches man das vom Objectiv des Fernrohrs entworfene verkehrte Bild ab betrachtet. Durch die beiden Linsen r und s wird vom verkehrten Bilde ab ein aufrechtes Bild in $a'b'$ entworfen und dieses endlich durch das Augenglas t betrachtet.

In unserer Figur kann man den Verlauf des Strahlenbündels verfolgen, welches, von dem obersten Punkte des betrachteten Gegenstandes ausgehend, nach dem Durchgange durch das Instrument ins Auge gelangt.

Später hat man statt des vorderen Glases im Rheita'schen Ocular zwei Linsen substituirt, und so entstand die jetzt gebräuchliche Form des terrestrischen Oculars, welche in Fig. 321 schematisch dargestellt ist. Das vom Objectiv des Fernrohres entworfene Bild ab steht inner-

Fig. 321.



halb der Brennweite der ersten Linse r, so dass die von einem Punkte des Bildes ab ausgehenden Strahlen nach ihrem Durchgange durch r divergiren. Diese Strahlenbündel schneiden nun die Axe und treffen alsdann erst auf die zweite Linse r', die sie parallel oder schwach convergirend macht, bis sie endlich durch die dritte Linse s wieder zu einem aufrechten Bilde $a'b'$ gesammelt werden.

Sowohl da, wo die Strahlenbündel zwischen r und r' die Axe schneiden, als auch an der Stelle des Bildes $a'b'$ ist eine Blendung angebracht.

Fig. 322 zeigt die vollständige Einrichtung des terrestrischen Oculars sammt der Fassung. Bei grösseren Standfernrohren sind gewöhnlich ausser einigen astronomischen Ocularen auch ein oder zwei terrestrische beigegeben, welche wie die astronomischen angeschraubt werden. Die gewöhnlichen Zugfernrohre sind dagegen, um sie transportabeler zu machen, aus mehreren in einander schiebbaren Röhren zusammengesetzt, wie dies Fig. 323 erläutert.

Fig. 322.

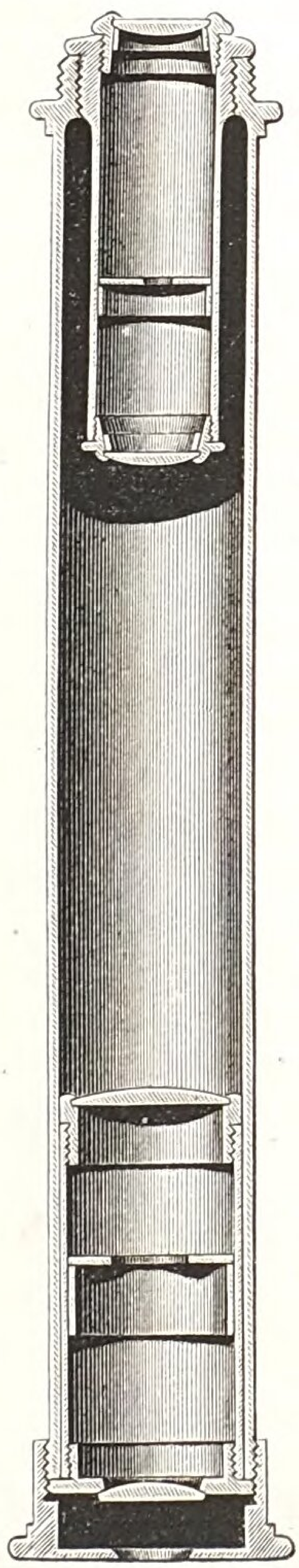
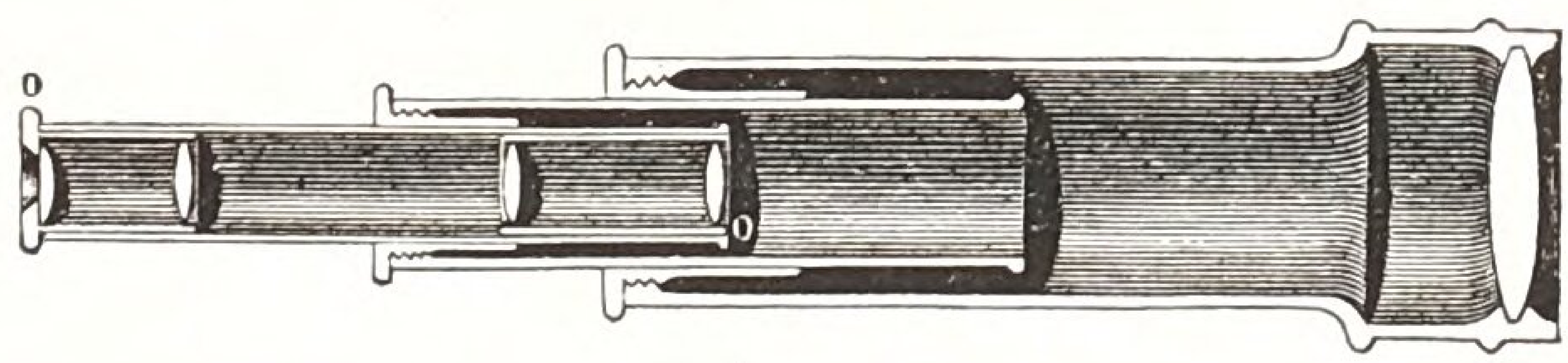


Fig. 323.



Geschichtliche Notizen über die Erfindung des Fernrohres. 104 Die erste Erfindung des Fernrohres wird folgendermaassen erzählt. Die Kinder eines Brillenmachers in Middelburg spielten mit optischen Gläsern und brachten zufällig zwei in eine Röhre, in welcher der Vater die Gläser aufzubewahren pflegte, so zusammen, dass sie dadurch den Hahn auf dem Kirchthurme vergrössert erblickten; voller Verwunderung zeigten sie es auch ihrem Vater, welcher den Zufall zu benutzen wusste. Galiläi erhielt Nachricht von der in den Niederlanden gemachten Entdeckung, errieth die Combination der Gläser und construirte so das in §. 93 besprochene Fernrohr, welches auch das Galiläi'sche genannt wird und mit welchem er die Trabanten des Jupiter entdeckte.

Der Erfinder des astronomischen Fernrohrs ist Kepler; wenn er es auch nicht selbst ausführte, so hat er doch die Construction desselben in seiner „Dioptrik" bekannt gemacht. Fatana hat, ohne Kepler's Dioptrik zu kennen, ein aus Sammellinsen gebildetes Fernrohr zuerst im Jahre 1625 construirt.

Gewöhnlich werden Picard und Huyghens als die Erfinder des Fadenkreuzes angegeben; doch soll, nach Herschel, diese Ehre einem englischen Astronomen Gascoigne zukommen, welcher zu Cromwell's Zeit in der Schlacht von Marston Moor einen frühen Tod fand. Da das

Fadenkreuz an der Stelle ausgespannt ist, an welcher sich das durch das Objectiv erzeugte Sammelbild befindet, so ist klar, dass man in dem Galiläi'schen Fernrohre kein Fadenkreuz anbringen kann, weil ja hier dieses Sammelbild gar nicht zur Entstehung kommt.

105 **Die Leistungen des Fernrohres.** Um die Vergrösserung eines Fernrohres zu messen, kann man dieselbe Methode anwenden, die wir bereits beim Mikroskop kennen lernten. Man richtet nämlich das Fernrohr auf einen in gemessener Entfernung aufgestellten Maassstab, bringt dann vor das Ocular einen der oben beschriebenen Zeichnungsapparate, etwa ein Sömmering'sches Spiegelchen, an und entwirft mit Hülfe desselben auf einem in der Weite des deutlichen Sehens aufgestellten Blatt Papier die Zeichnung des vergrössert gesehenen Maassstabes, indem man die einzelnen Theilstriche desselben mit dem Bleistift nachfährt.

Aus der Vergleichung dieser Zeichnung mit dem Maassstab selbst ergiebt sich die Vergrösserung.

Man hat nämlich nur den Gesichtswinkel, unter welchem eine Abtheilung des entfernten Maassstabes durch das Fernrohr betrachtet erscheint, zu dividiren durch den Gesichtswinkel, unter welchem sie das unbewaffnete Auge wahrnimmt, um die durch das Fernrohr hervorgebrachte Vergrösserung zu finden.

Der Gesichtswinkel, unter welchem das Fernrohr eine Abtheilung des fernen Maassstabes zeigt, ist gleich einer Abtheilung des gezeichneten Maassstabes, dividirt durch die Weite des deutlichen Sehens.

Der Gesichtswinkel, unter welchem eine Abtheilung des entfernten Maassstabes ohne Fernrohr erscheint, ist gleich der wirklichen Länge dieser Abtheilung, dividirt durch ihre Entfernung vom Auge.

Es sei z. B. in einer Entfernung von 48 m (480 dm) ein Maassstab aufgestellt, dessen einzelne schwarz und weiss angestrichene Abtheilungen 0·5 dm lang sind, so ist der Gesichtswinkel (oder vielmehr die trigonometrische Tangente des Gesichtswinkels), unter welchem eine solche Abtheilung dem blossen Auge erscheint, $\frac{0{\cdot}5}{480}$.

Das vergrösserte Bild dieses durch ein Fernrohr betrachteten Maassstabes wurde nun mit Hülfe eines Sömmering'schen Spiegelchens auf ein 2·5 dm vom Auge entferntes Papierblatt gezeichnet, und es ergab sich, dass jede Abtheilung dieses gezeichneten Maassstabes die Länge von 6 mm (0·06 dm) hatte; der Gesichtswinkel, unter welchem eine Abtheilung durch das Fernrohr betrachtet erscheint, ist also $\frac{0{\cdot}06}{2{\cdot}5}$.

Demnach ist die durch das Fernrohr hervorgebrachte Vergrösserung

$$\frac{0{\cdot}06}{2{\cdot}5} : \frac{0{\cdot}5}{480} = 23{\cdot}04.$$

Bei schwachen Vergrösserungen und wenn es nicht auf grosse Genauigkeit ankommt, kann man folgendes Verfahren anwenden: Man stelle in einiger Entfernung vom Fernrohr einen getheilten Stab, etwa eine Latte, wie man sie zum Feldmessen gebraucht, auf, und betrachtet diesen Gegenstand gleichzeitig mit dem einen Auge direct, mit dem andern durch das Fernrohr; man sieht auf diese Weise, wie viele Abtheilungen des mit blossem Auge gesehenen Maassstabes auf eine durch das Fernrohr vergrösserte Abtheilung fallen, und erhält so unmittelbar den Werth der Vergrösserung. Man kann zu dem eben angegebenen Verfahren auch die Ziegelreihen eines Daches oder einen ähnlichen Gegenstand anwenden.

Diese Methoden erfordern eine hinlänglich grosse Visirdistanz.

A. v. Waltenhofen hat (Abhandl. d. k. böhm. Ges. d. W. VI. Folge, 5 Ber., Carl's Rep. VIII p. 184) nun eine sehr bequeme und auch genaue Methode angegeben, Vergrösserung und Gesichtsfeld von Fernröhren auf dem beschränkten Raume eines Tisches zu messen, wobei ausser dem Maassstabe oder einer beliebigen Scala, nur noch eine Sammellinse von bekannter Brennweite erfordert wird. Man befestigt einfach die Sammellinse mit Wachs vor dem Objectiv des Fernrohres und richtet das letztere auf einen im Abstande gleich der Brennweite F der Sammellinse aufgestellten Maassstab. Das Fernrohr ist dann auf parallele Strahlen oder, wie man auch sagt, auf unendliche Distanz eingestellt. Bestimmt man nun in der früher angegebenen Weise die Vergrösserung V', so ist die Vergrösserung des Fernrohres ohne vorgesetzte Linse V zu berechnen durch die Formel

$$V = V' \frac{F}{F + L},$$

worin L die Länge des Fernrohres bedeutet.

Die Bestimmung der Grösse des Gesichtsfeldes ergiebt sich in der Weise, dass man an der Scala die Zahl der Unterabtheilungen abliest, welche auf den Durchmesser des Gesichtsfeldes fallen. Ist die absolute Länge dieser Anzahl Scalentheile gleich H, so ist das Gesichtsfeld in Graden gegeben durch

$$\varphi^0 = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{H}{F}.$$

Die Richtigkeit dieser Formel ergiebt sich leicht aus den früher vorgetragenen Linsensätzen. Was die praktische Ausführung betrifft, so sei bemerkt, dass die Sammellinse möglichst dünn, schlierenfrei und von einer Brennweite von 1 bis 2 m sein soll. Die Scala soll etwa $\frac{1}{2}$ m lang und etwa 6 cm breit sein. Eine Eintheilung in Centimeter mit stärkeren und in Millimeter mit schwächeren Strichen, wobei überdies die Centimeterabtheilungen abwechselnd durch schwarze und weisse Quadrate markirt sind, dürfte am besten entsprechen.

Beispiel: Bei der Untersuchung eines terrestrischen Fernrohrs mittelst einer Sammellinse von 156 cm Brennweite kamen 200 mit freiem

Auge gesehene Millimeterintervalle auf 7 im Fernrohr gesehene. Da die Länge des Fernrohrs 50 cm betrug, so ergab sich die Vergrösserung

$$V = \frac{200}{7} \cdot \frac{156}{156 + 50} = 21{\cdot}6.$$

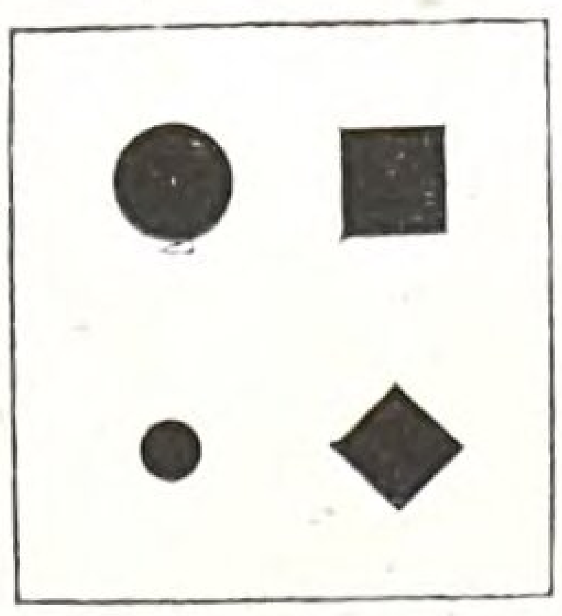
Im Durchmesser des Gesichtsfeldes überblickte man im Ganzen ein 3·75 cm langes Stück der Scala. Für das Gesichtsfeld der Scala ergab sich demnach

$$\varphi^0 = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{3{\cdot}75}{156} = 1{\cdot}38 = 1^0\,23'.$$

Diese Methode kann auch beim Galilä i'schen Fernrohr angewendet werden und verdient auch aus diesem Grunde den Vorzug vor einer sonst empfehlenswerthen Methode von Ramsden mittelst eines Dynamometer genannten Apparates.

Die Güte eines Fernrohrs ist aber nicht allein durch die Stärke der Vergrösserung, sondern auch durch die Schärfe und Klarheit der Bilder bedingt; man muss sich also auch hier nach ähnlichen Prüfungsmethoden umsehen, wie beim Mikroskop. Ein treffliches Probeobject für grössere Fernröhre sind die Doppelsterne, welche durch dieselben als getrennte Sterne erkannt werden müssen. Weil man aber bei dieser Prüfungsmethode so sehr von der Reinheit der Atmosphäre abhängig ist, so zog Fraunhofer vor, eine weisse Tafel mit schwarzen runden und eckigen Figuren, wie eine solche Fig. 324 ungefähr in $\frac{1}{10}$ der wahren Grösse dargestellt ist, als Probeobject anzuwenden. Wird diese Tafel in einer Entfernung von 80 bis 100 Schritten aufgestellt, so müssen die Figuren, durch das Fernrohr betrachtet, scharf begränzt, vollkommen schwarz, unverzerrt und ohne farbige Ränder erscheinen, wenn das Fernrohr fehlerfrei sein soll.

Fig. 324.



Ein dem Nobert'schen Mikrometer entsprechendes Probeobject ist eine weisse Tafel, auf welcher mehrere Gruppen schwarzer Linien von verschiedener Dicke und verschiedener Entfernung gezogen sind, die erste Gruppe etwa aus acht Linien von 5 mm Dicke und 5 mm Abstand, die letzte aus Linien von $\frac{1}{2}$ mm Dicke und $\frac{1}{2}$ mm Abstand bestehend. Je mehr dieser Gruppen ein Fernrohr bei gegebener Entfernung in einzelne Linien aufzulösen vermag, desto mehr leistet es.

Auch das Lesen eines entfernt aufgestellten Buches von gewöhnlicher Druckschrift ist ein treffliches Prüfungs- und Vergleichungsmittel für Fernröhre.

Bei demselben Fernrohr, also bei unverändertem Objectiv, wird das Bild um so lichtschwächer, je stärker die Vergrösserung ist, welche das Ocular bewirkt; stark vergrössernde Oculare kann man deshalb auch nur bei Objectiven von grossem Durchmesser in Anwendung bringen.

Auch beim Fernrohre gelangt man in Betreff der Vergrösserung bald zu einer Gränze, deren Ueberschreitung mehr Nachtheil als Vor-

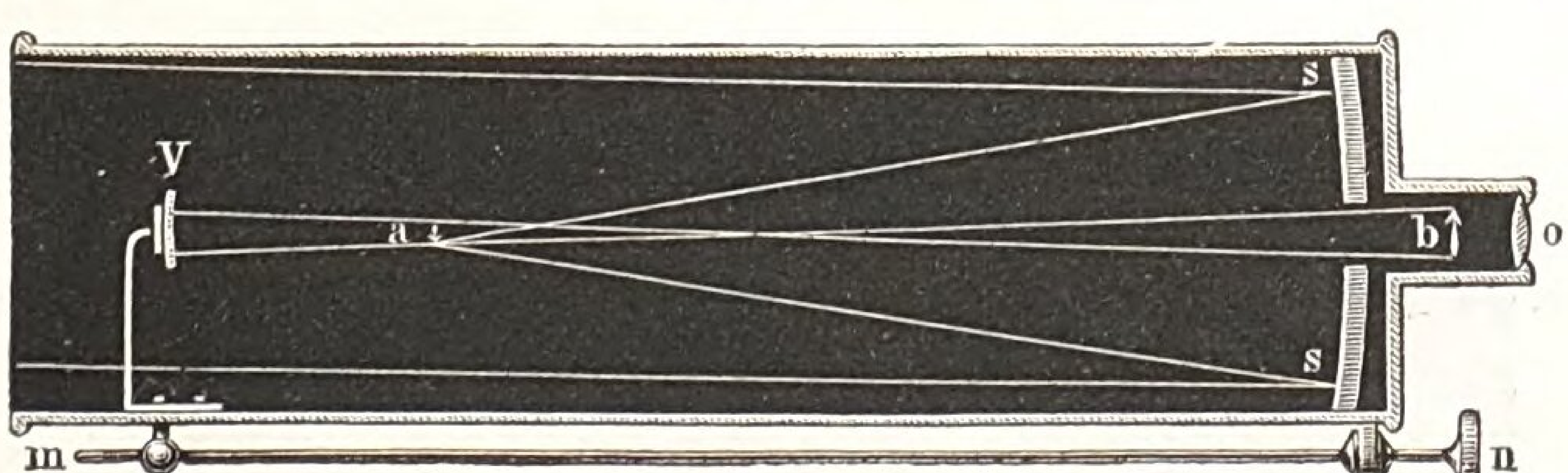
theil bringt; namentlich macht der Zustand unserer Atmosphäre die Anwendung starker Vergrösserungen nutzlos. Nur in sehr seltenen Fällen ist in unseren Gegenden die Luft so rein und ruhig, dass man eine 900malige Vergrösserung gebrauchen kann.

Das Sichtbarwerden kleiner entfernter Gegenstände, namentlich kleiner Sterne durch das Fernrohr, ist nicht sowohl eine Folge der durch das Instrument hervorgebrachten Vergrösserung, als vielmehr des Umstandes, dass bei grosser Oeffnung des Objectivs eine bedeutend grössere Menge der von dem Gegenstande ausgehenden Strahlen ins Auge gelangt, als ohne das Fernrohr durch die Pupillenöffnung eingedrungen sein würde. Die raumdurchdringende Kraft der Fernrohre, vermöge welcher man gewissermaassen weiter in die Himmelsräume vordringen kann und Sterne erblickt, welche mit blossem Auge nicht erkennbar sind, ist vorzugsweise durch die Grösse der Objectivöffnung bedingt. Selbst durch die stärkste Vergrösserung erscheinen uns ja die Fixsterne immer nur als leuchtende Punkte ohne messbaren Durchmesser.

Spiegelteleskope. So lange man nicht im Stande war, achro- 106
matische Objective herzustellen, blieben die Leistungen der Fernrohre weit hinter den Wünschen der Astronomen zurück. Man suchte deshalb das Objectivglas durch einen metallenen Hohlspiegel (das Spiegelmetall besteht aus einer Legirung von Kupfer, Zinn und etwas Arsen) zu ersetzen, und so entstanden die Spiegelteleskope.

Die verschiedenen Spiegelteleskope unterscheiden sich nur durch die Art und Weise, wie das vom Hohlspiegel erzeugte Sammelbild des entfernten Gegenstandes durch das Ocular beobachtet wird.

Fig. 325.



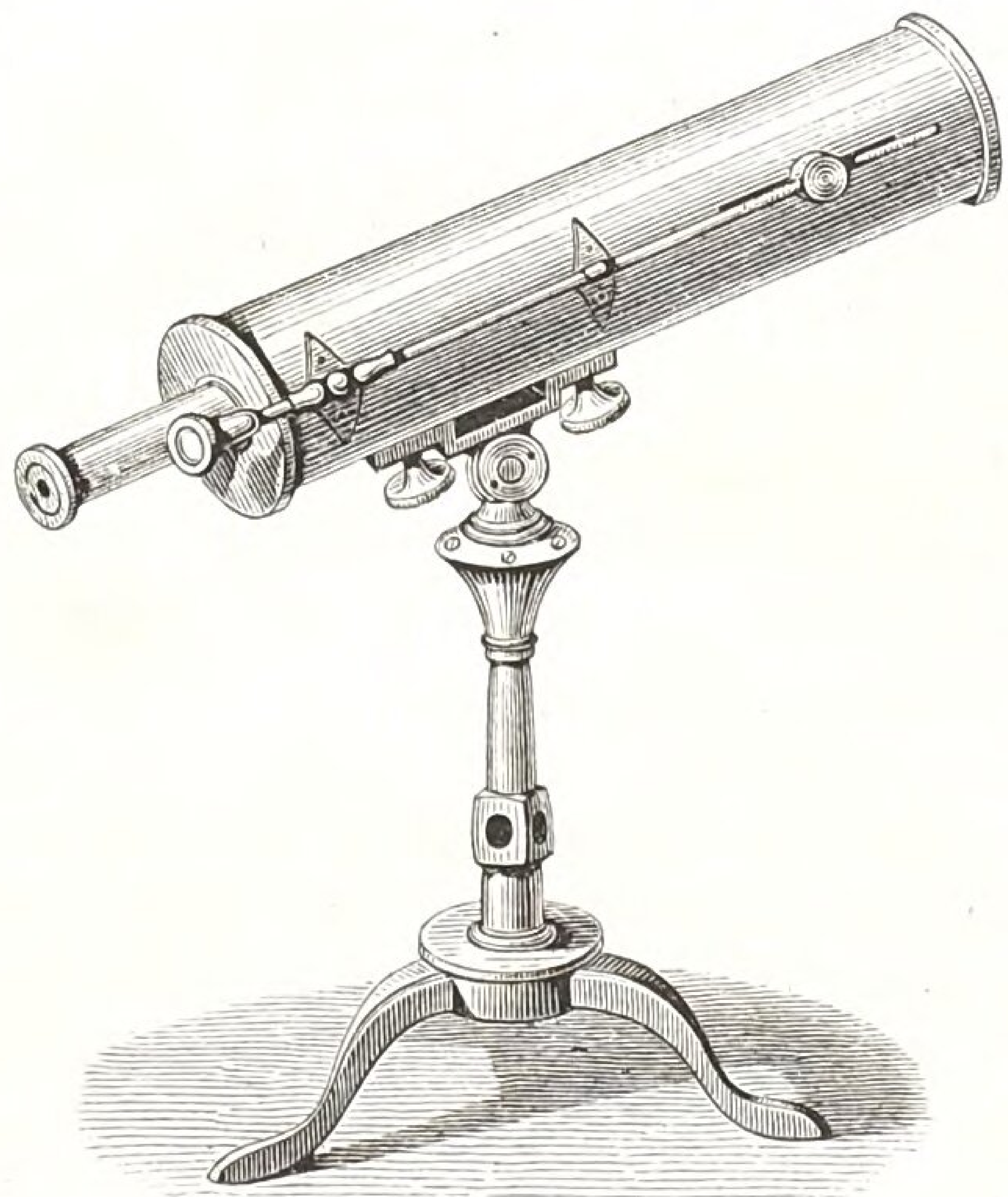
Der Hohlspiegel ss des Gregory'schen Teleskops, Fig. 325, hat in der Mitte eine kreisförmige Oeffnung; die einfallenden Strahlen werden so reflectirt, dass in a ein reelles verkehrtes Bild des fernen Gegenstandes entsteht; dieses Bild nun befindet sich nahe dem Brennpunkte des kleinen Hohlspiegels V, durch welchen vor dem Ocular ein aufrechtes Bild b des verkehrten Bildes a entworfen wird. Dieses Bild b wird nun endlich durch die Ocularlinse o betrachtet.

Je nachdem die zu betrachtenden Gegenstände näher oder ferner sind, muss der Spiegel V vom Ocular entfernt oder demselben genähert werden. Dies geschieht mit Hülfe der Schraube mn. Fig. 326 zeigt

die äussere Ansicht eines Gregory'schen Spiegelteleskops, wie sie früher ziemlich verbreitet waren.

Cassegrain's Teleskop unterscheidet sich von dem Gregory'schen dadurch, dass der Hohlspiegel V durch einen Convexspiegel ersetzt ist, welcher die von dem grossen Hohlspiegel kommenden Strahlen auffängt, ehe sie sich zum Bilde vereinigt haben; sie werden also mit verringerter Convergenz so reflectirt, dass vor der Ocularlinse ein verkehrtes Sammelbild entsteht, welches durch diese Linse betrachtet wird.

Fig. 326.



Bei diesen beiden Arten des Spiegelteleskops schaut der Beobachter in der Richtung in das Instrument, in welcher der zu betrachtende Gegenstand sich befindet; sie leiden aber an dem Nachtheil, dass gerade der Theil des Hohlspiegels fehlt, welcher die reinsten Bilder giebt. Dieser Uebelstand ist bei dem Newton'schen und bei dem Herschel'schen Teleskop vermieden.

Fig. 327 stellt ein Newton'sches Spiegelteleskop schematisch dar. Der Hohlspiegel SS würde von dem entfernten Gegenstande ein

Fig. 327.

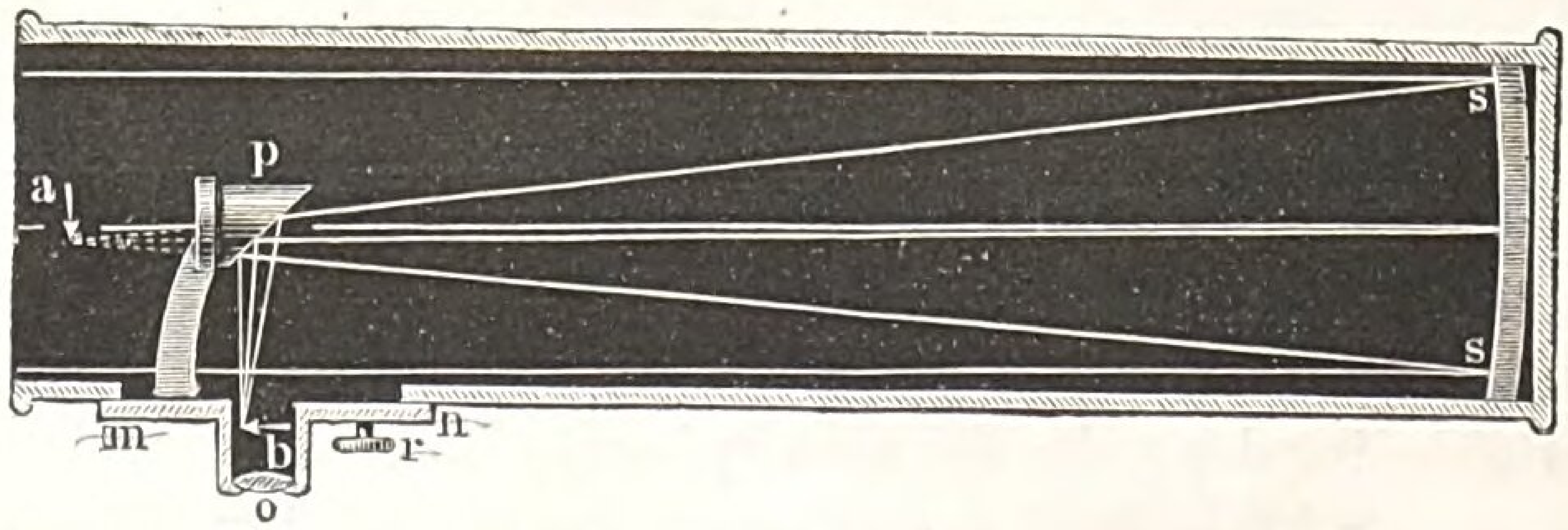


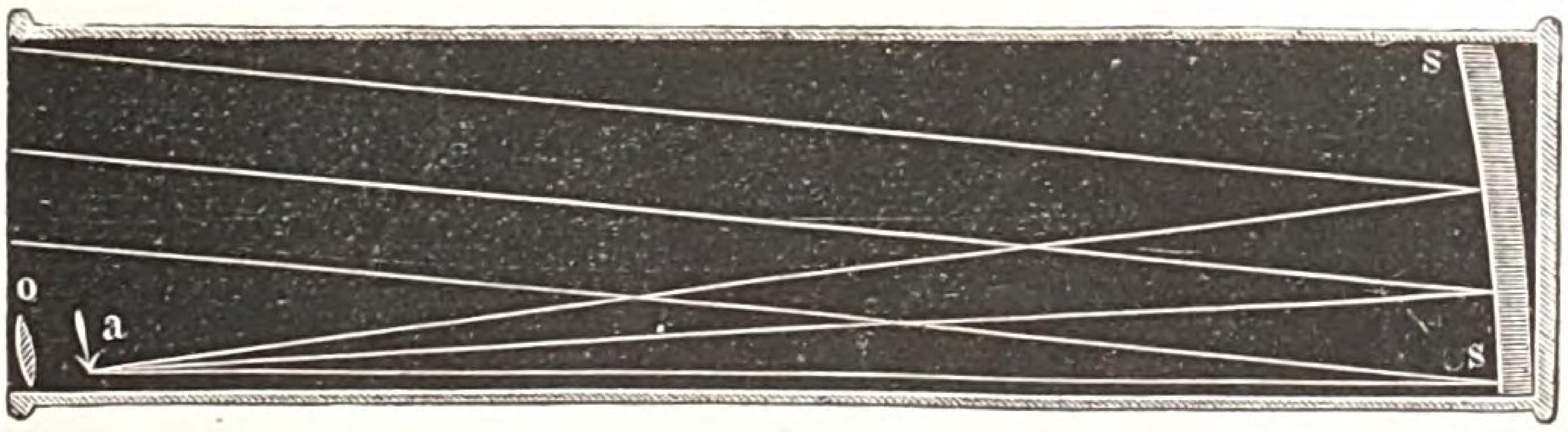
Bild in a entwerfen; ehe jedoch die Strahlen hierher gelangen, werden sie von einem Planspiegel p, der 45^0 gegen die Axe des Rohres geneigt ist, seitwärts reflectirt, so dass das Bild wirklich in b entsteht. Dieses Bild wird nun durch das Ocular betrachtet.

Gegen das offene Ende hin ist in der Seitenwand des Rohres (welches bei den Newton'schen Teleskopen meist achteckig ist) eine Oeffnung angebracht, welche von einer Metallplatte mn verdeckt wird. In dieser Metallplatte ist nun einerseits das Ocularrohr eingeschraubt, an-

dererseits ist auf derselben mittelst eines Metallstabes der Planspiegel *p* befestigt. Die Scheibe *mn* kann durch Umdrehung des Kopfes *r* sammt dem Ocular und dem Planspiegel parallel mit der Axe des Rohres verschoben und dadurch eine scharfe Einstellung auf einen bestimmten Gegenstand bewerkstelligt werden.

Bei den Herschel'schen Spiegelteleskopen, deren Einrichtung durch Fig. 328 erläutert wird und welche nur in grösserem Maass-

Fig. 328.



stabe ausgeführt werden, ist kein zweiter Spiegel angebracht. Das durch den Objectivspiegel *S S*, welcher etwas schräg gegen die Axe des Instrumentes steht, erzeugte Bild *a* wird unmittelbar durch das am Eingange des Rohres angebrachte Ocular *o* betrachtet. Bei dieser Beobachtungsweise kommt freilich der Kopf des Beobachters zwischen das Object und den Spiegel, was aber bei dem grossen Durchmesser des letzteren nicht viel schadet.

Herschel nennt diese Instrumente *Front view telescops*, was man etwa durch Vornschau-Teleskope übersetzen könnte.

Es versteht sich von selbst, dass bei den Spiegelteleskopen eben so wie bei dioptrischen Fernrohren statt der einfachen Ocularlinsen, wie sie die Figuren 325, 327 und 328 zeigen, zusammengesetzte Oculare in Anwendung kommen.

Durch die Erfindung der achromatischen Fernrohre sind die kleineren Spiegelteleskope, namentlich aber die Gregory'schen und die Cassegrain'schen fast ganz verdrängt worden, weil sie bei gleicher Leistungsfähigkeit ungleich schwerer und unbequemer sind und die Spiegel gar leicht ihre Reinheit und Politur verlieren.

Nur bei der Construction ganz grosser Instrumente boten die Hohlspiegel Vortheile vor den achromatischen Objectiven, weil sich bei letzteren der Vergrösserung des Durchmessers über gewisse Gränzen hinaus unüberwindliche Schwierigkeiten entgegenstellen. Die grössten achromatischen Objective, welche man bis jetzt zu Stande gebracht hat, haben nur 36 bis 45 cm Durchmesser, während der Spiegel des grossen 40 füssigen Teleskops von Herschel, dessen Leistungen noch nicht durch dioptrische Fernrohre übertroffen worden sind, 1·25 m im Durchmesser hat. Rosse construirte in neuerer Zeit ein 53 füssiges Teleskop von 1·90 m Durchmesser.

Eine neue Zukunft wurde jedoch den Spiegelteleskopen durch eine Erfindung Liebig's eröffnet, nach welcher man im Stande ist, eine

Glasfläche mit einer ausserordentlich dünnen und doch der vollkommensten Politur fähigen Silberschicht zu überziehen, denn abgesehen davon, dass versilberte Hohlspiegel von Glas bei weitem weniger Gewicht haben als die aus Spiegelmetall hergestellten, reflectiren solche Silberspiegel die Lichtstrahlen weit vollständiger als die früheren Metallspiegel. Steinheil hat mit Hohlspiegeln von Glas, welche nach der Liebig'schen Methode versilbert waren, Teleskope von ausgezeichneter Lichtstärke und Schärfe hergestellt.

Mit ausgezeichnetem Erfolge hat auch Foucault die versilberten Hohlspiegel von Glas zur Construction von Spiegelteleskopen benutzt. Die gläsernen Hohlspiegel, welche aus der Fabrik von St. Gobain stammen, erhielten in den Werkstätten von Secretan ihre vollkommen sphärische Gestalt. Die Vollendung der Politur führte Foucault eigenhändig der Art aus, dass er (wahrscheinlich durch verstärkten Druck im mittleren Theile) die Gestalt des Hohlspiegels etwas der eines Umdrehungsparaboloids näherte, wodurch die Fehler der sphärischen Aberration beinahe vollständig corrigirt wurden. Der polirte Spiegel wurde alsdann nach einer der Liebig'schen ähnlichen Methode versilbert und endlich der Silberschicht selbst eine vollständige Politur ertheilt.

Die Bilder dieser Hohlspiegel sind so scharf und lichtstark, dass sie eine sehr bedeutende Ocularvergrösserung vertragen, weshalb die Foucault'schen Instrumente weit geringere Dimensionen haben, als andere von gleicher Leistungsfähigkeit. Das Ocular des Foucault'schen Teleskops, welches übrigens nach dem Systeme des Newton'schen Teleskops construirt ist, ist ein achromatisches Mikroskop (also ein terrestrisches Ocular). Die Stelle des Planspiegels im Newton'schen Teleskop ist durch ein rechtwinkliges Glasprisma ersetzt, an dessen Hypotenusenfläche eine totale Reflexion stattfindet.

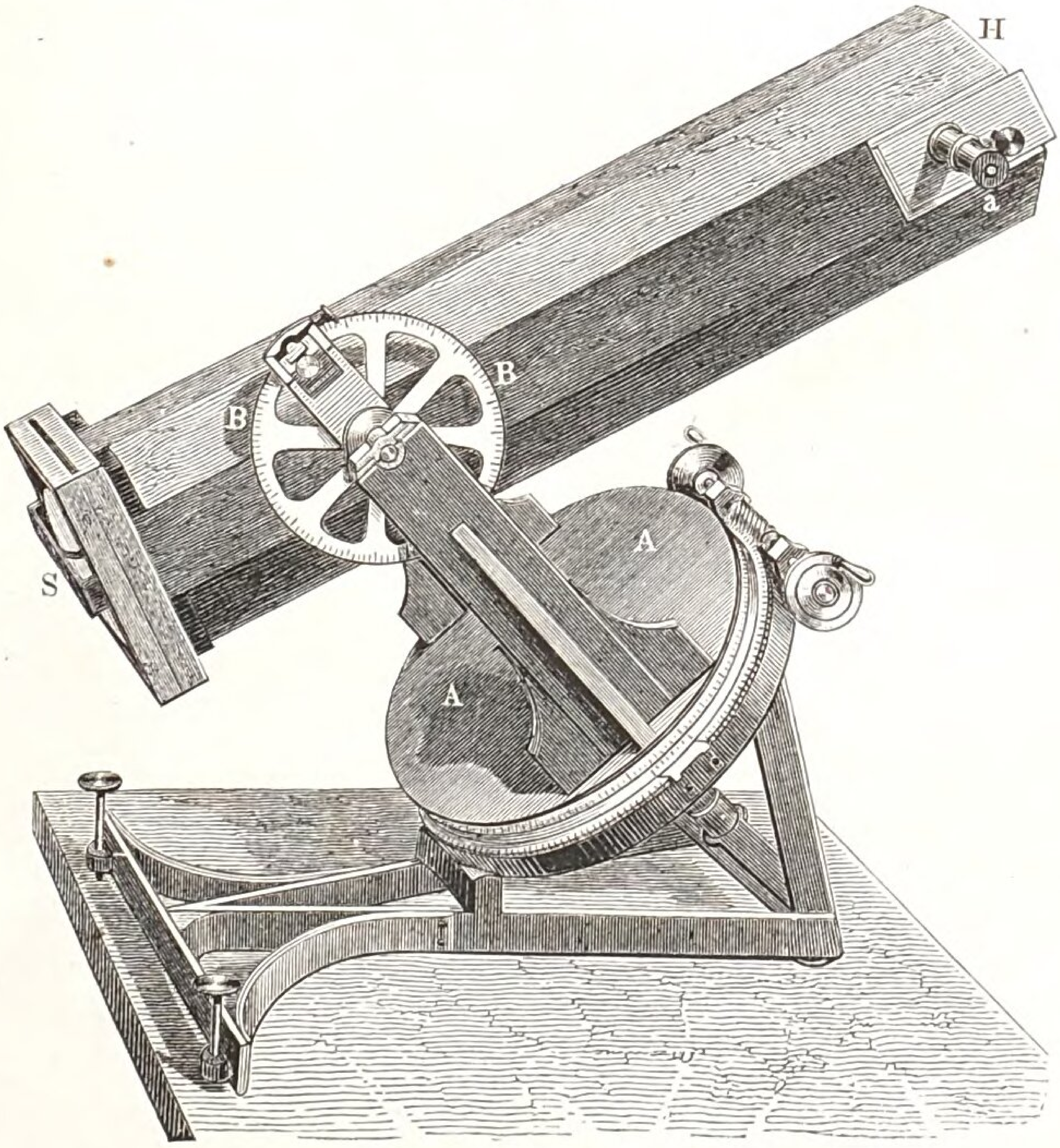
Fig. 329 stellt ein Foucault'sches Spiegelteleskop dar, wie dieselben von Secretan parallaktisch aufgestellt werden. Das 7 dm lange Rohr ist bei H offen, während bei S der versilberte Hohlspiegel eingesetzt wird. Das Ocular a kann parallel der Axe des Rohres innerhalb gewisser Gränzen verschoben werden, wodurch die Einstellung auf einen bestimmten Gegenstand bewerkstelligt wird. In den Werkstätten von Secretan werden solche parallaktisch montirte Foucault'sche Spiegelteleskope auch noch in weit grösseren Dimensionen hergestellt.

Durch geringen Preis und grosse Leichtigkeit bei vorzüglichen Leistungen zeichnet sich ein vor Kurzem von J. Forster und K. Fritsch in Wien neu erfundenes Spiegelteleskop aus, welches wegen seiner Kürze den Namen Brachyteleskop erhalten hat.

Das Brachyteleskop, dessen Princip durch Fig. 330 veranschaulicht wird, vereinigt die Vorzüge des Herschel'schen Teleskops mit denen des Cassegrain'schen. Der grosse Spiegel M, welcher unter einem bestimmten (durch Rechnung ermittelten) Winkel zur Ocu-

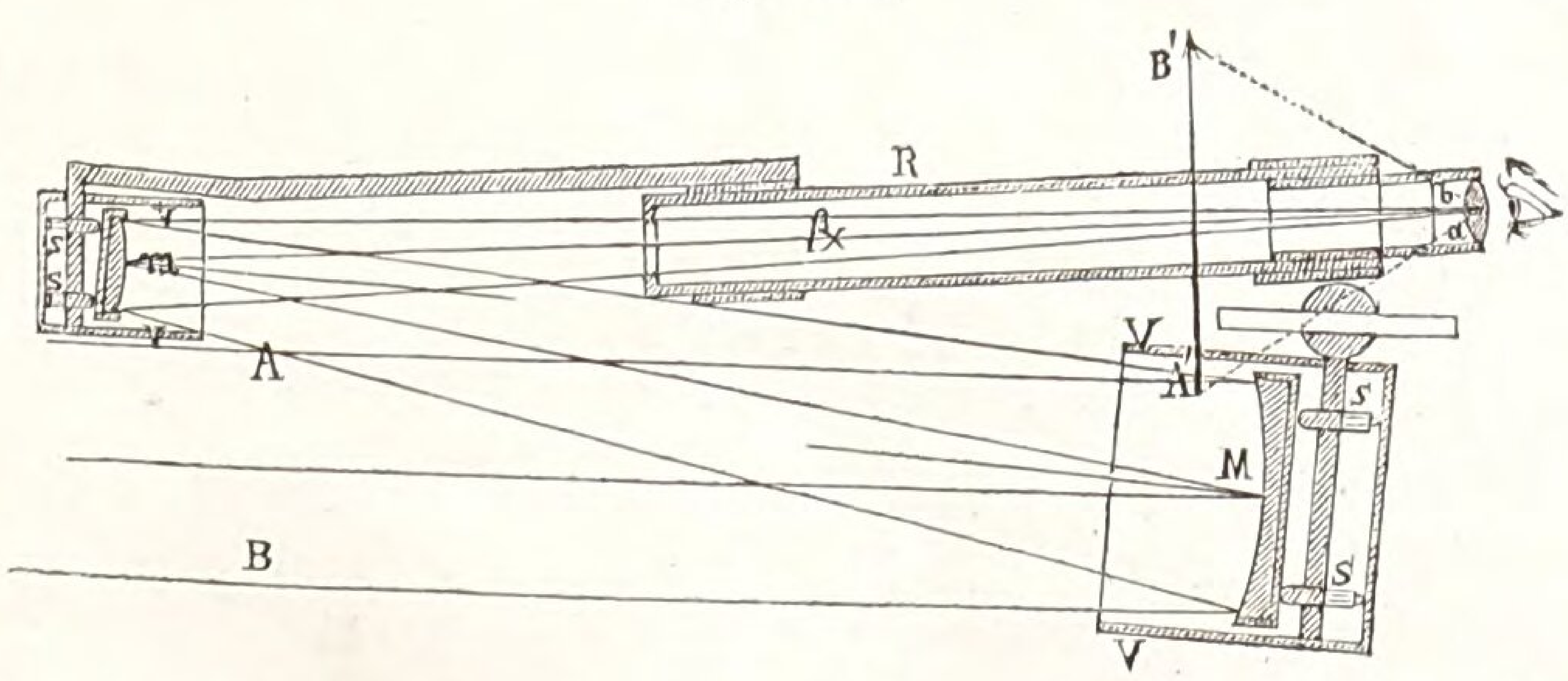
laraxe geneigt ist, wirft die von dem Gegenstande ausgesandten Strahlen convergirend dem kleinen Spiegel *m* zu, und dieser, welcher eine schwach convexe Krümmung besitzt, macht, dass das Bild *a b* erst hinter dem grossen Spiegel zu Stande kommt, welches dann durch das Ocular vergrössert in $A' B'$ gesehen wird.

Fig. 329.



Wäre statt des convexen Spiegels ein Planspiegel vorhanden, so würde, wenn der Abstand desselben vom grossen Spiegel ungefähr $\frac{2}{3}$ von

Fig. 330.



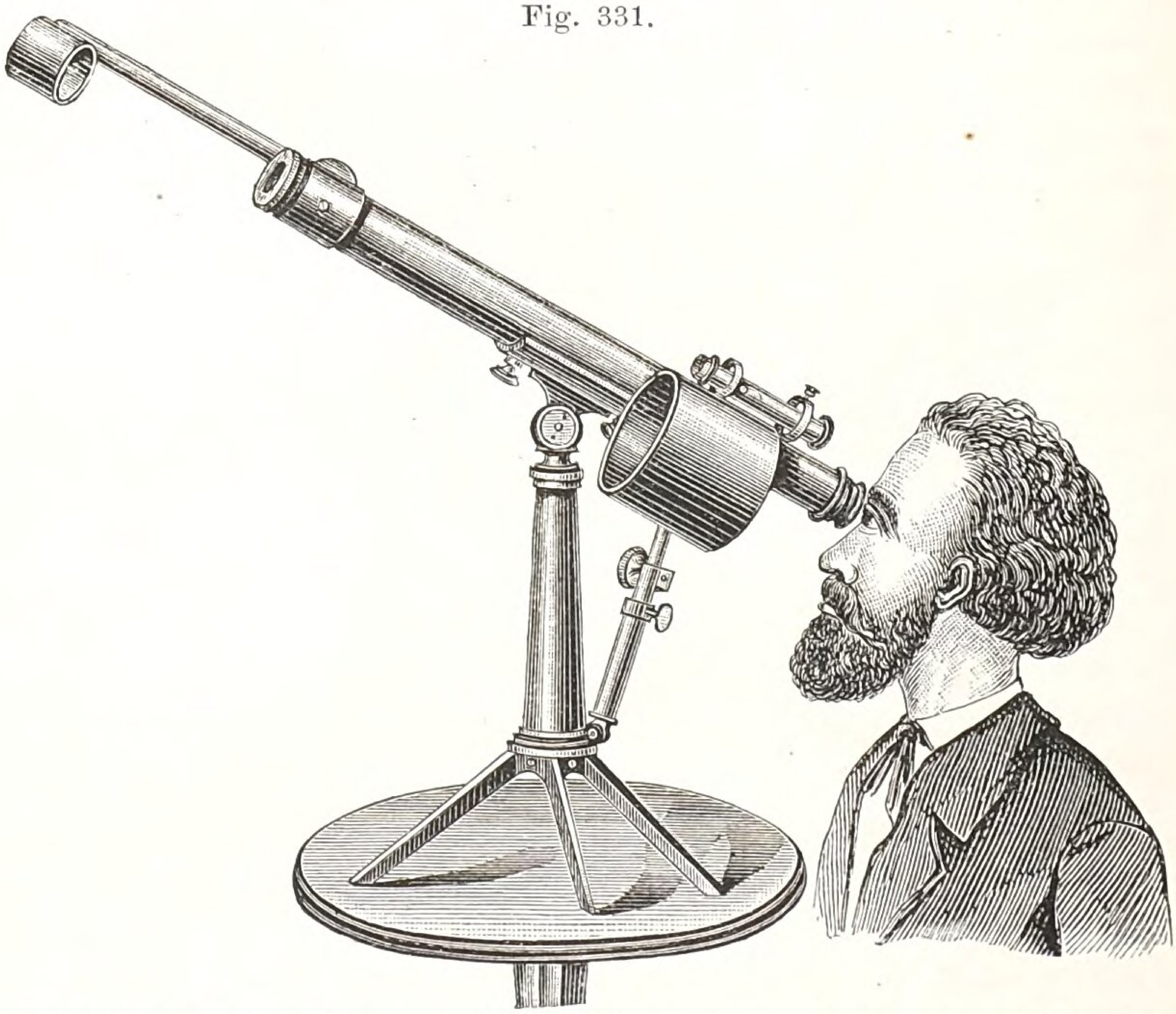
dessen Brennweite beträgt, ein Bild in β zu Stande kommen; die Beobachtung desselben mit einem kurzen astronomischen Ocular wäre dadurch

unmöglich gemacht. Die Krümmung des kleinen Spiegels ist nun so berechnet, dass die Strahlen sich erst in $a\,b$ zu einem Bilde vereinigen.

Da der einfallende Strahl A nicht parallel zur Ocularaxe ist, also auch nicht zum reflectirten Strahl des kleinen Spiegels, so ist ein Sucher S von unbedingter Wichtigkeit.

Die Abbildung Fig. 331 stellt ein Brachyteleskop (der Firma K. Fritsch, vorm. Prokesch, in Wien) dar. Der grosse Spiegel, der einen Durchmesser von $4'' = 106$ mm hat, befindet sich zur Linken

Fig. 331.



des Beobachters und ist, sowie der kleine Spiegel, mit einem Messingrohrstutzen (in Fig. 330 durch $V\,V$ und $v\,v$ dargestellt) zu seinem besseren Schutze umgeben. Beide Spiegel sind an dem Ocularrohr R befestigt, welches also gleichzeitig Spiegelträger ist. In dasselbe werden die verschiedenen Oculare gesteckt.

In den oben erwähnten Verkleidungen befinden sich auch je drei Rectificirschräubchen (in Fig. 330 durch $s\,s$ angedeutet), die zur Richtigstellung der Spiegel dienen.

Da die schwere Umhüllung (nämlich das grosse Rohr), welche alle Reflectoren besitzen, beim Brachyteleskop nicht vorhanden ist, so kann dasselbe auf einem compendiösen Stative festgeschraubt werden.

Mit einem Brachyteleskop von 106 mm Spiegelöffnung kann man die Doppelsterne γ Virginis, β Orionis (Rigel), η Pleiadum (Atlas), den Polarstern u. A., sehr schön aufgelöst sehen, eine Leistung, die für Fernrohre der

besten Art verlangt wird. Näheres in der Brochüre: Das Brachyteleskop von J. Forster und K. Fritsch, Wien 1877.

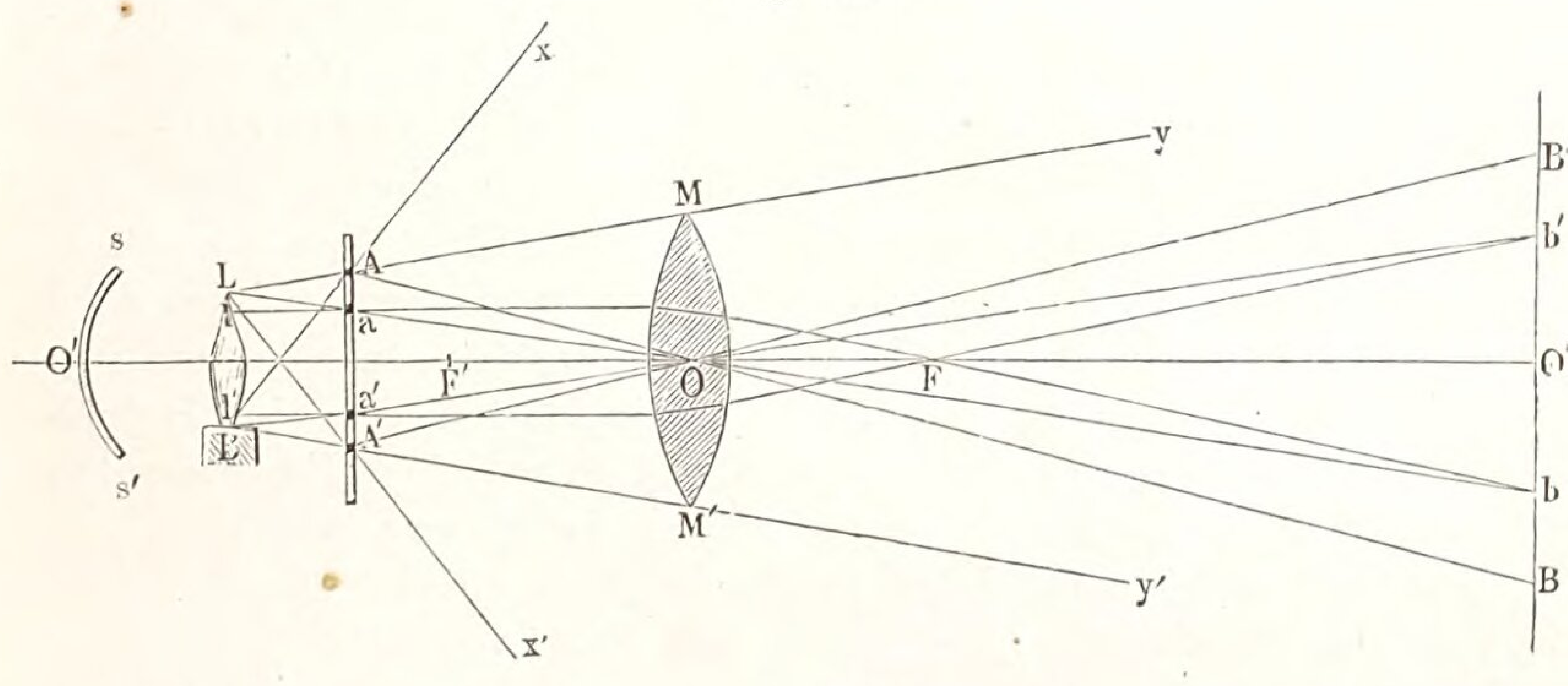
Projectionsapparate. Unter Projectionsapparat versteht man einen optischen Apparat, welcher dazu dienen kann, ein vergrössertes reelles Bild eines Gegenstandes oder eines Phänomens auf einem Schirm zu entwerfen. Je nachdem der abzubildende Gegenstand selbst leuchtend ist, oder, wenn dies nicht der Fall, mittelst durchgehenden oder mittelst reflectirten Lichtes abgebildet werden soll, hat der Apparat etwas abweichende Einrichtungen. 107

Der einfachste Projectionsapparat ist eine Convexlinse, welche, wie in Fig. 121 S. 126 dazu dienen kann, von einem leuchtenden oder stark beleuchteten Gegenstande, welcher sich ausserhalb der einfachen Brennweite befindet, ein verkehrtes reelles Bild zu entwerfen.

Ein seit langer Zeit schon bekannter Projectionsapparat, insbesondere für durchsichtige Objecte, ist die sogenannte Laterna magica oder Zauberlaterne, deren Wirksamkeit durch Fig. 332 erläutert wird.

Die Beleuchtungsflamme LL', deren Mitte im Centrum des Hohlspiegels ss' steht, welcher letzterer daher die rückwärtsgehenden Strah-

Fig. 332.



len wieder gegen die Flamme reflectirt, sendet Strahlen auf das Object AA', worunter wir uns beispielsweise eine geschwärzte Glasplatte vorstellen wollen, auf welcher eine Zeichnung durchsichtig einradirt ist. Wäre diese Zeichnung selbst leuchtend, so gingen von jedem ihrer Punkte Strahlen nach allen Richtungen aus, von welchen diejenigen, welche auf die Convexlinse MM' fallen, in der Bildweite OO'' auf dem Schirme $B'B$ vereinigt würden, so dass also auf demselben ein verkehrtes Bild entstünde.

Durch jeden durchsichtigen Punkt des Objectes gehen nun von der leuchtenden Oberfläche der Flamme LL' aus eine Anzahl Strahlen verschiedener Richtungen hindurch und treffen unter Umständen die Linse und zwar ebenso, als ob sie von Punkten des Objectes selbst ausgingen.

Wie man aus der Construction der Fig. 332 direct ersieht, fallen so von allen zwischen A und A' liegenden Punkten der durchsichtigen Zeichnung Strahlenbüschel auf die Linse. Um den Ort des Bildes durch Construction zu erhalten, fassen wir einen Punkt, z. B. a, ins Auge, durch welchen sowohl ein axenparalleler als auch ein centraler Strahl hindurchgeht und erhalten nach den in §. 32 gelehrten Constructionsregeln den conjugirten Punkt b und damit die Bildebene $B'B$.

Dieser Apparat hat nun vor Allem das Missliche, dass sehr viele Lichtstrahlen wegen zu grosser Divergenz die Linse nicht mehr treffen und für die Projection verloren gehen. Wollte man, um dies zu verbessern, die Linse näher an das Object rücken, so müsste ihre Brennweite eine sehr kurze sein und es würden dann die Bilder wegen der starken sphärischen Aberration nicht scharf genug ausfallen. Man ersetzt daher auch bei den einfachsten Zauberlaternen die Linse MM' durch zwei Linsen geringerer Brennweite, von denen die erste dem Object so weit genähert wird, dass sie die Strahlen noch nicht convergent macht, sondern nur die Divergenz derselben vermindert. Auf die zweite Linse fallen dann viel mehr Lichtstrahlen und werden zu einem viel schärferen Bilde vereinigt.

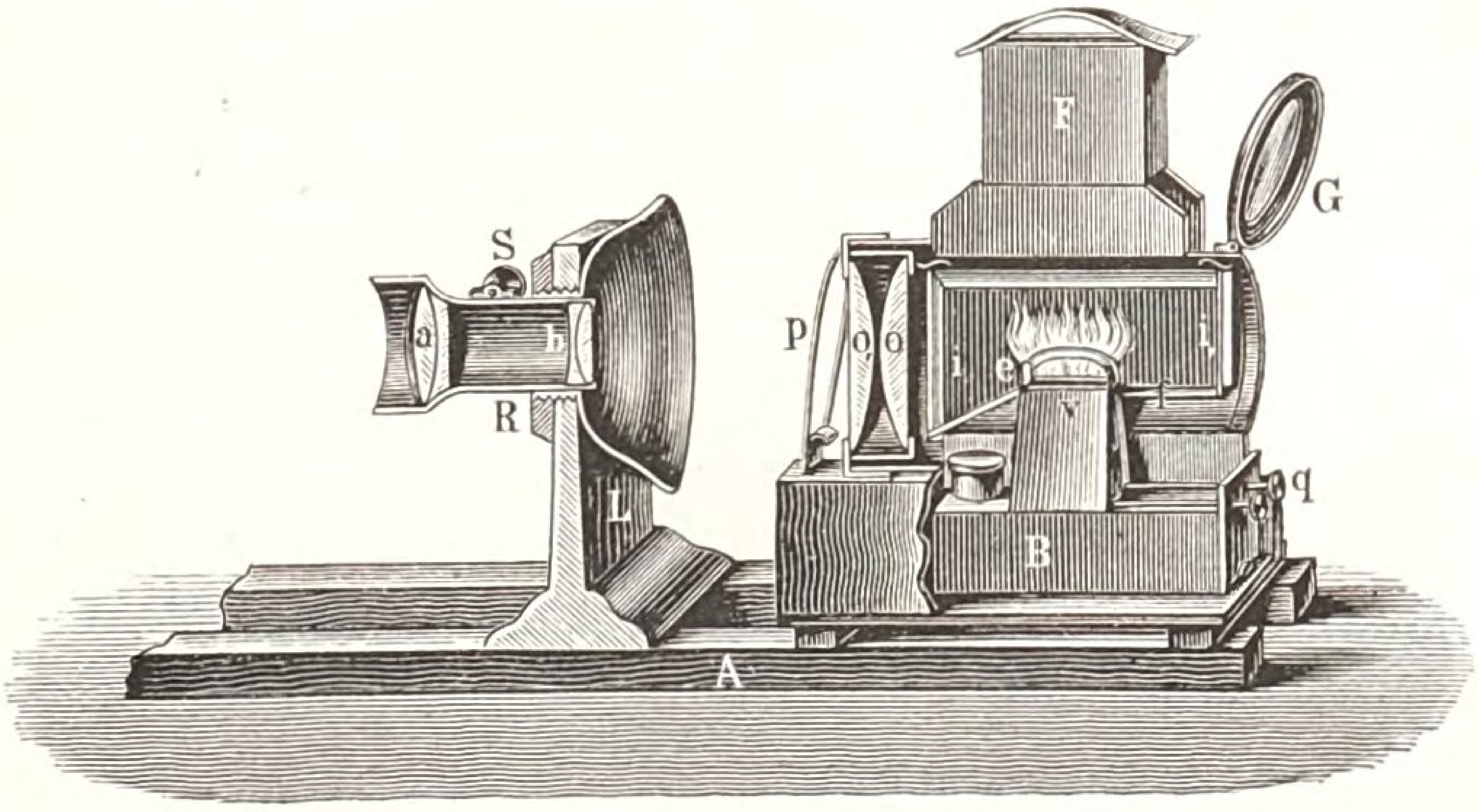
Eine weitere wesentliche Vervollkommnung des Apparates besteht nun aber darin, dass man die von der Lichtquelle ausgehenden divergirenden Strahlen, noch bevor sie das durchsichtige Object treffen, durch eine oder mehrere Convexlinsen, die dann Beleuchtungs- oder Condensorlinsen genannt werden, parallel oder schwach convergent macht und dann mittelst zweier achromatischer Linsen zu dem Bilde vereinigt. Eine nach diesem Principe construirte Laterna magica wird neuerlich unter dem Namen Scioptic on vielfach angewendet, um von durchsichtigen Bildern auf Glas, kleinen Apparaten oder im kleinen Maassstabe angestellten physikalischen und chemischen Experimenten vergrösserte Abbildungen auf einem weissen Schirme zu erhalten.

Fig. 333 zeigt einen Längsdurchschnitt durch ein solches Sciopticon in der Ausführung, wie selbes von E. Stöhrer in Leipzig zu Projectionszwecken geliefert wird. e ist die Flamme einer vom Amerikaner Marèy sehr zweckmässig construirten Petroleumlampe, welche durch zwei schräg zu einander gestellte, ebene Dochte aus dem Reservoir B gespeist wird. Durch luftdichte Absperrung der Kammer und einen gut ziehenden Kamin wird die Luft genöthigt, von unten zwischen den Dochten aufzusteigen, wodurch Rauch und Geruch vermieden und ein sehr helles Licht erzielt wird. Dasselbe kann übrigens auch durch das unten zu besprechende Drummond'sche Licht, oder durch das einer Alkoholsauerstofflampe, ersetzt werden.

i und i_1 sind zwei abschliessende Spiegelglasplatten, G ein aufschlagbarer Deckel und zugleich Hohlspiegel, o und o_1 zwei planconvexe Beleuchtungslinsen, welche sich die convexen Seiten zukehren, p eine Drahtfeder zum Festhalten der durchsichtigen Bilder. Der auf

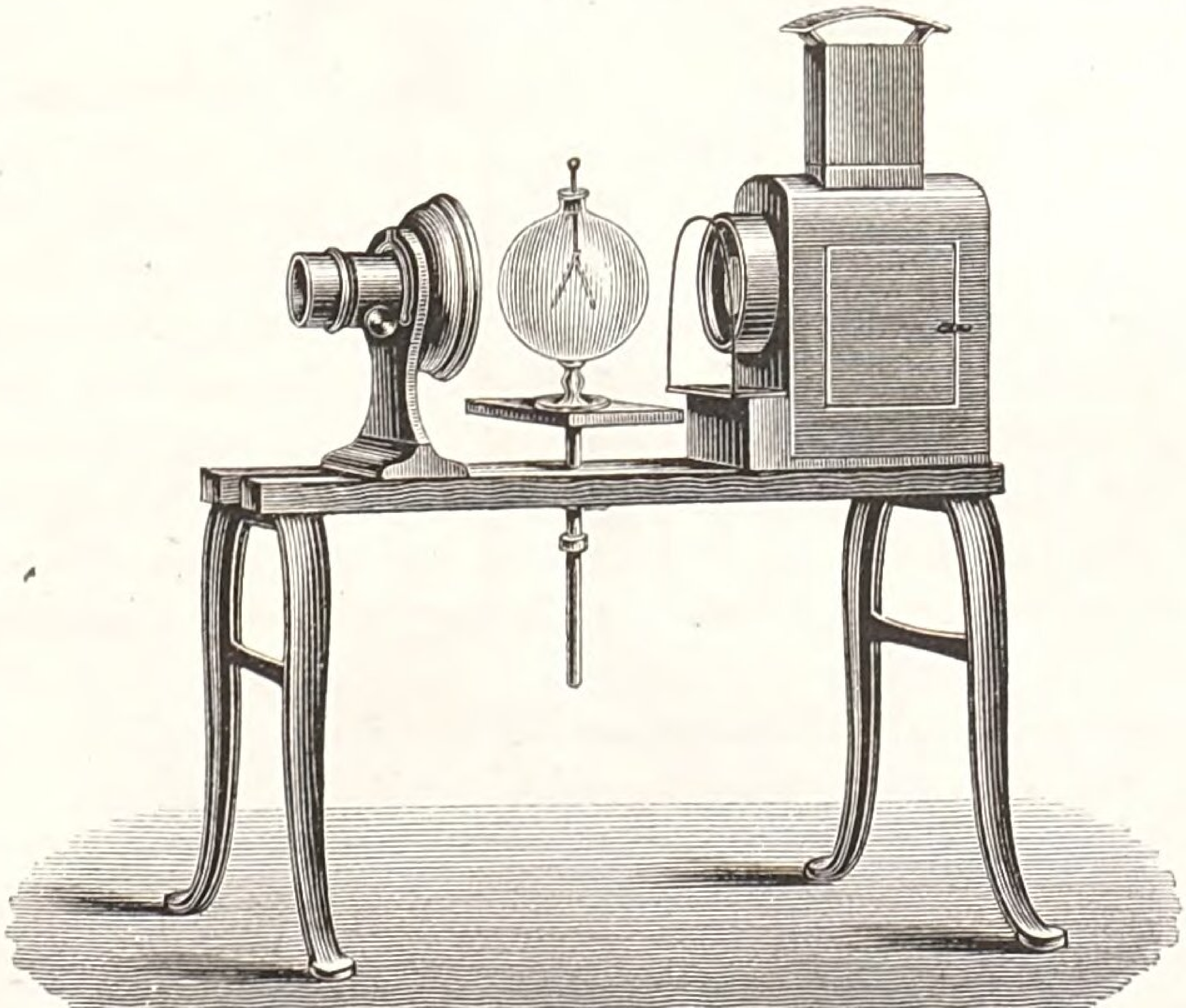
einer Schiene verschiebbare Träger *L* trägt den aus zwei achromatischen Linsen bestehenden sogenannten L i n s e n k o p f, dessen feine Einstellung

Fig. 333.



mittelst des Triebes *S* bewerkstelligt wird. Ein Schirm hält das Seitenlicht ab. Sollen nicht flache Bilder, sondern physikalische Apparate, beispielsweise die divergirenden Goldblättchen eines Elektroskops projicirt werden, so wird der Apparat in der durch Fig. 334 angedeuteten Weise benutzt.

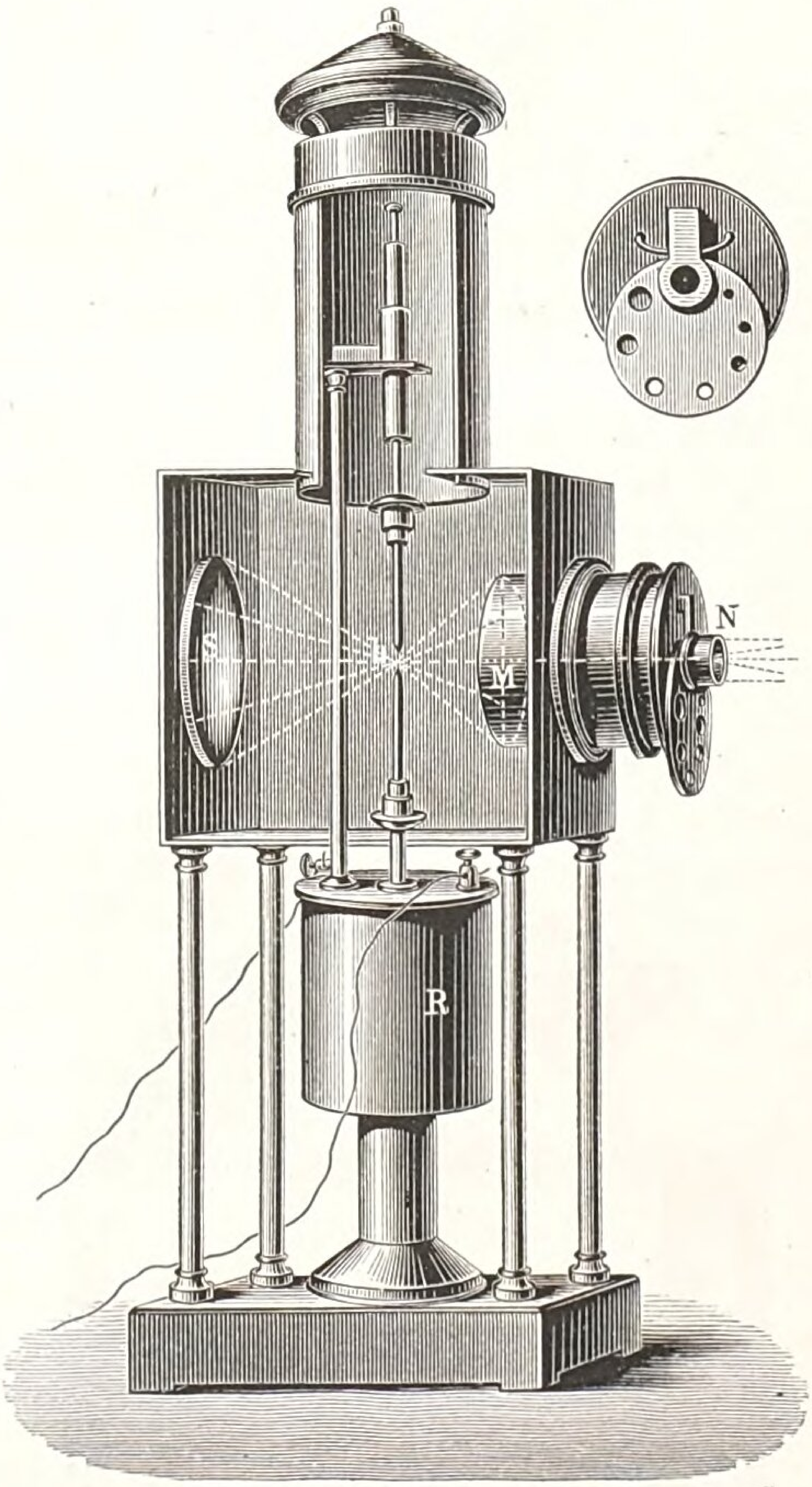
Fig. 334.



Der für wissenschaftliche Zwecke verbreitetste Projectionsapparat ist die D u b o s c q'sche L a t e r n e, welche wir schon mehrmals erwähnt

haben. Sie dient übrigens nicht allein als Laterna magica, sondern auch zu unzähligen anderen optischen und überhaupt physikalischen Versuchen, zu welchen sonst directes Sonnenlicht verwendet wird. Als Lichtquelle wird in der Regel elektrisches oder Drummond'-sches Licht angewendet. Fig. 335 zeigt eine Abbildung dieses Apparates mit der Einrichtung für elektrisches Kohlenlicht als Ersatz des Sonnenlichtes. *R* ist der später zu beschreibende Regulator, *b* der leuch-

Fig. 335.



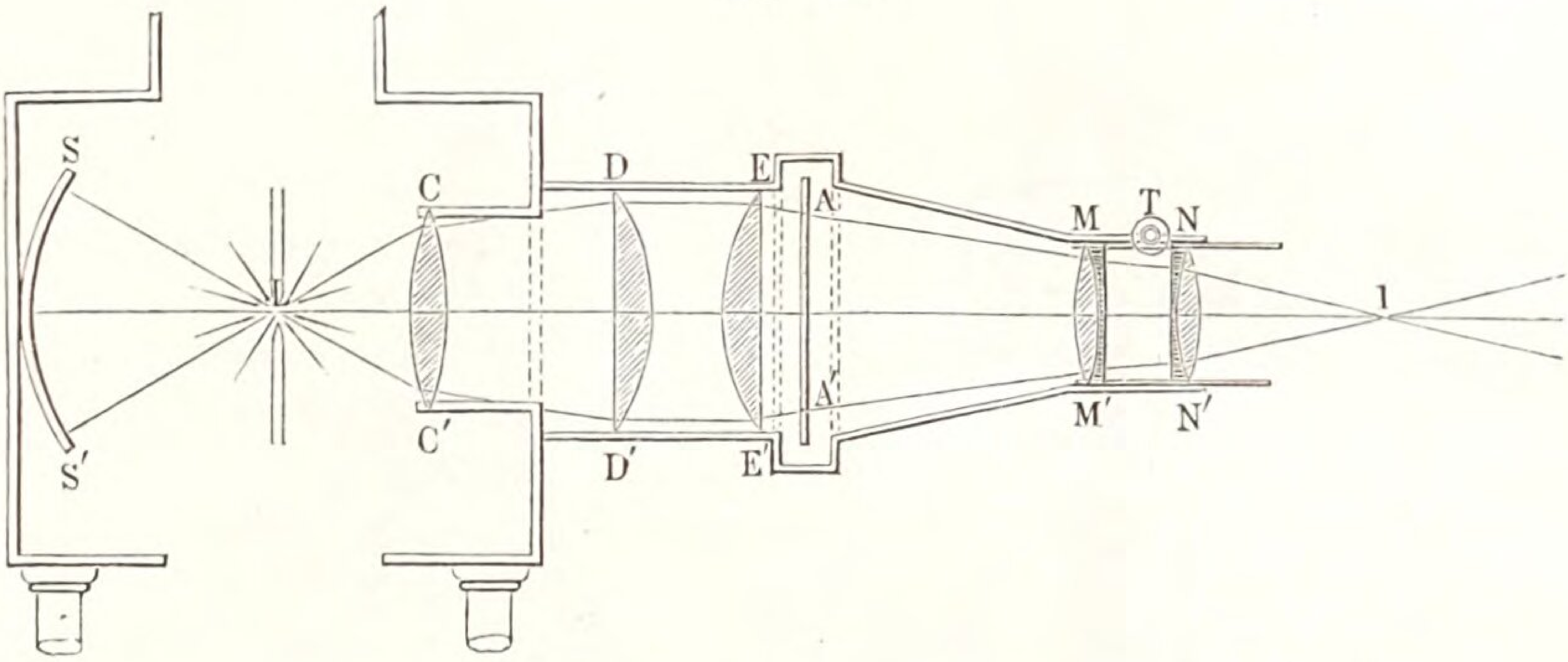
tende elektrische Bogen, *S* der Reflectorspiegel, *M* die Fassung, in welcher sich eine Convexlinse befindet, welche um ihre Brennweite von *b* entfernt steht. Unter dieser Bedingung treten die Strahlen unter sich parallel aus und bilden nach dem Durchgange durch eine Oeffnung

der neben Fig. 335 besonders abgebildeten Drehscheibe ein paralleles cylindrisches Strahlenbündel, wie es zu zahlreichen optischen Versuchen gebraucht wird. Beispiele: Fig. 23 S. 26, Fig. 63 S. 62.

Rückt man die Linse etwas weiter von b weg, so convergiren die Strahlen und liefern in passender Entfernung auf einem Schirm ein vergrössertes Bild der glühenden Kohlenspitzen.

Will man ein anderes Object projiciren, so entfernt man die Drehscheibe mit den runden Oeffnungen und setzt in den Gang der Strahlen

Fig. 336.



zuerst das abzubildende Object, dann noch eine oder zwei womöglich achromatische Convexlinsen, welche auf passenden Stativen befestigt sind. Noch bequemer bedient man sich zur Projection von Glasbildern des von Duboscq zu seiner Laterne gelieferten Linsensystems, welches in Fig. 336 skizzirt ist. Man erkennt daselbst den Reflectorspiegel SS', das elektrische Licht L, die Beleuchtungslinsen CC', DD' und EE', das durchsichtige Glasbild AA', welches in eine Holzfassung eingeschoben wird, und endlich den aus zwei achromatischen Linsen MM' und NN' zusammengesetzten Linsenkopf, der mittelst Trieb T in der äusseren Röhre verschiebbar ist. Zwischen EE' und AA' sind die Fassungen durch ein Schraubengewinde an einander befestigt.

Anderen Anwendungen der Duboscq'schen Laterne werden wir später begegnen.

Statt des kostspieligen elektrischen Lichtes bedient man sich vielfach mit ganz zufriedenstellendem Erfolge des mehrfach genannten Drummond'schen Lichtes, welches erhalten wird, indem man ein Stück Kalk in der Knallgasflamme zum Glühen bringt.

Fig. 337 (a. f. S.) zeigt den hierzu dienlichen Daniell'schen Doppelhahn in der von Duboscq gegebenen Ausführung in ungefähr $\frac{1}{5}$ der natürlichen Grösse. S ist ein schweres Stativ, T ein Trieb zum Höherstellen der Tragsäule C, auf deren verjüngten Fortsatz die verschiebbare Hülse D aufgesteckt wird, welche den Kalkcylinder trägt. Duboscq's Kalke sind prismatisch und werden in eine äussere Fassung gesteckt.

Der abgebildete Cylinder ist ein sogenannter Kalkborolivinstift von L. Harnecker in Wriezen a. O., welcher vor den gewöhnlichen

Fig. 337.

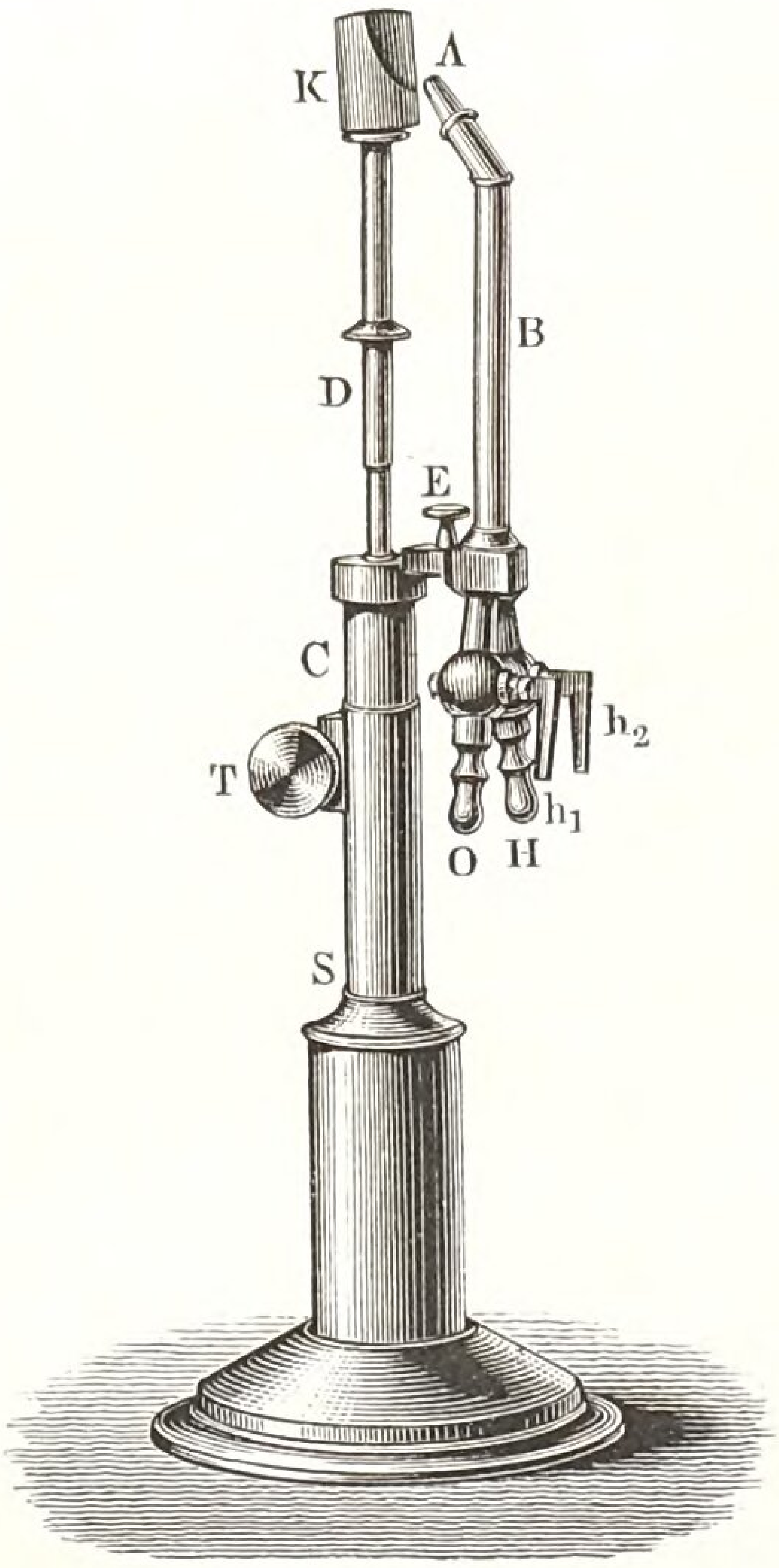


Fig. 338.

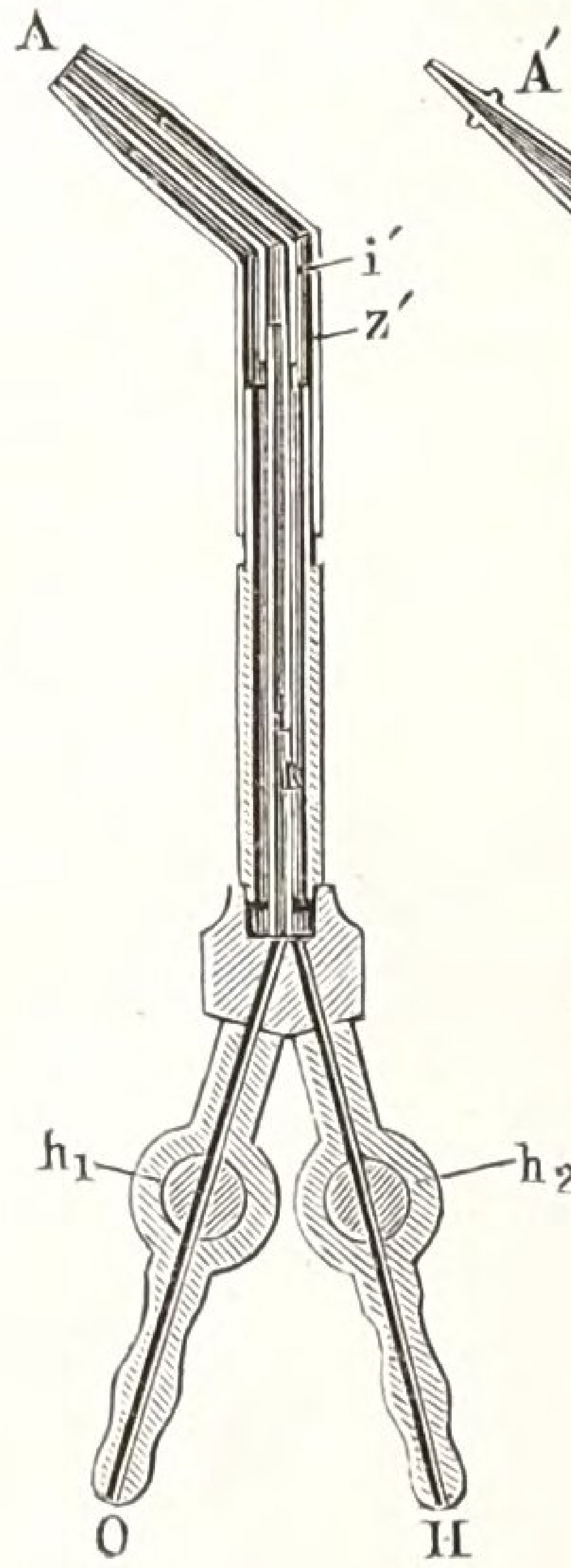
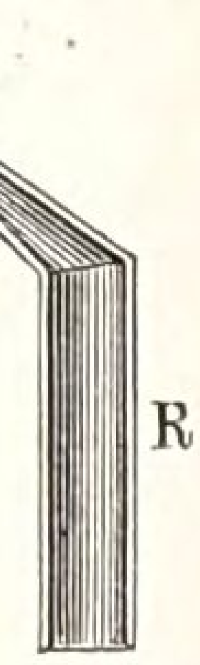


Fig. 339.



Kalkstiften den Vortheil bietet, dass er nicht so schnell durch Wasseranziehung zerfällt, wie die gewöhnlichen Aetzkalkstifte. Diese Cylinder sind durchbohrt und werden auf eine Axe aufgesteckt. Man kann sie wiederholt benutzen. Durch die Schraube E wird der Brenner B so befestigt, dass die Ausströmungsöffnung A sehr nahe, fast bis zur Berührung, an den Kalkstift heranreicht. h_1 und h_2 sind die beiden Hähne zum Reguliren der bei H und O durch angesteckte Gummischläuche zugeführten Gase Wasserstoff und Sauerstoff oder Leuchtgas und Sauerstoff.

Die innere Einrichtung des Brenners ist aus der Fig. 338 zu ersehen. Der Sauerstoff tritt in die innere enge Kupferröhre i, der Wasserstoff in die äussere Röhre k. Beide Röhren finden ihre Fortsetzung in dem aufzusteckenden Kniestücke, dessen innere Röhre i' an der äusseren Röhre z' befestigt ist. (In der Figur ist das Kniestück um 90^0 aus seiner Lage gedreht gezeichnet.) Die Gase mischen sich daher erst nach dem Austritte bei A. Sie werden entweder aus beschwerten Kautschuksäcken oder aus Gasometern zugeführt; das Leuchtgas kann auch direct der Gasleitung entnommen werden.

Dieser Brenner ist ganz gefahrlos, leicht zu behandeln und erfordert nur einen geringen Druck des zugeführten Gases (ungefähr 3·6 cm Wasserhöhe an einem unterhalb der Hähne eingeschalteten Manometer). Die Lichtstärke beträgt, wie ich gefunden, bei Anwendung von Wasserstoff und einem Sauerstoffverbrauch von 100 Liter per Stunde ungefähr 150, bei Anwendung von Leuchtgas ungefähr 120 deutsche Normalkerzen.

Ein Nachtheil dieses Brenners ist für manche Versuche, dass die leuchtende Stelle in der Mitte einen dunklen Fleck besitzt. Man erhält eine besser concentrirte, mehr punktförmige Lichtquelle und erspart an Sauerstoff, wenn man das Kniestück des Brenners Fig. 338 durch ein anderes, Fig. 339 abgebildetes, ersetzt, in welchem die Fortsetzung der inneren Röhre fehlt und die Ausströmungsöffnung bis auf 1 mm Durchmesser verengt ist. In diesem Brenner mischen sich die Gase schon vor dem Austritte, weshalb man stärkeren Druck (bis zu 10 cm Wasserhöhe) anwenden muss, um das Zurückschlagen der Flamme zu verhindern; auch hat man dafür Sorge zu tragen, dass der Druck beider Gase nahe gleich sei, damit nicht etwa Uebertritt des stärker gedrückten Gases in das Behältniss des anderen Gases stattfinde, was Explosionen veranlassen könnte. Der so construirte Brenner liefert mit Wasserstoff bei einem Verbrauche von nur 38 Liter Sauerstoff per Stunde eine Lichtstärke von ungefähr 120 deutschen Normalkerzen, verzehrt also stündlich nur um circa 40 Kreuzer oder 80 Pfennige (aus chlorsaurem Kali bereiteten) Sauerstoffs. Bei Anwendung von Leuchtgas ist das Licht entsprechend schwächer und gegenüber dem andern Brenner die Unbequemlichkeit vorhanden, dass das Leuchtgas wegen zu geringen Druckes nicht direct der Gasleitung entnommen werden kann, sondern aus einem beschwerten Sacke oder Gasometer zugeführt werden muss. Bei manchen Daniell'schen Brennern wird das Gas unter viel höherem als dem oben angegebenen Drucke zugeführt.

Beim Gebrauche ist zu merken, dass man stets zuerst Wasserstoff oder Leuchtgas ausströmen und brennen lässt, bis der Kalk vorgewärmt ist und hierauf den Sauerstoffhahn öffnet, bis die Lichtstärke das Maximum erreicht.

Uhrwerke zur Drehung des Kalkcylinders sind ganz entbehrlich; es genügt, denselben ungefähr alle 10 Minuten einmal ein wenig zu verstellen.

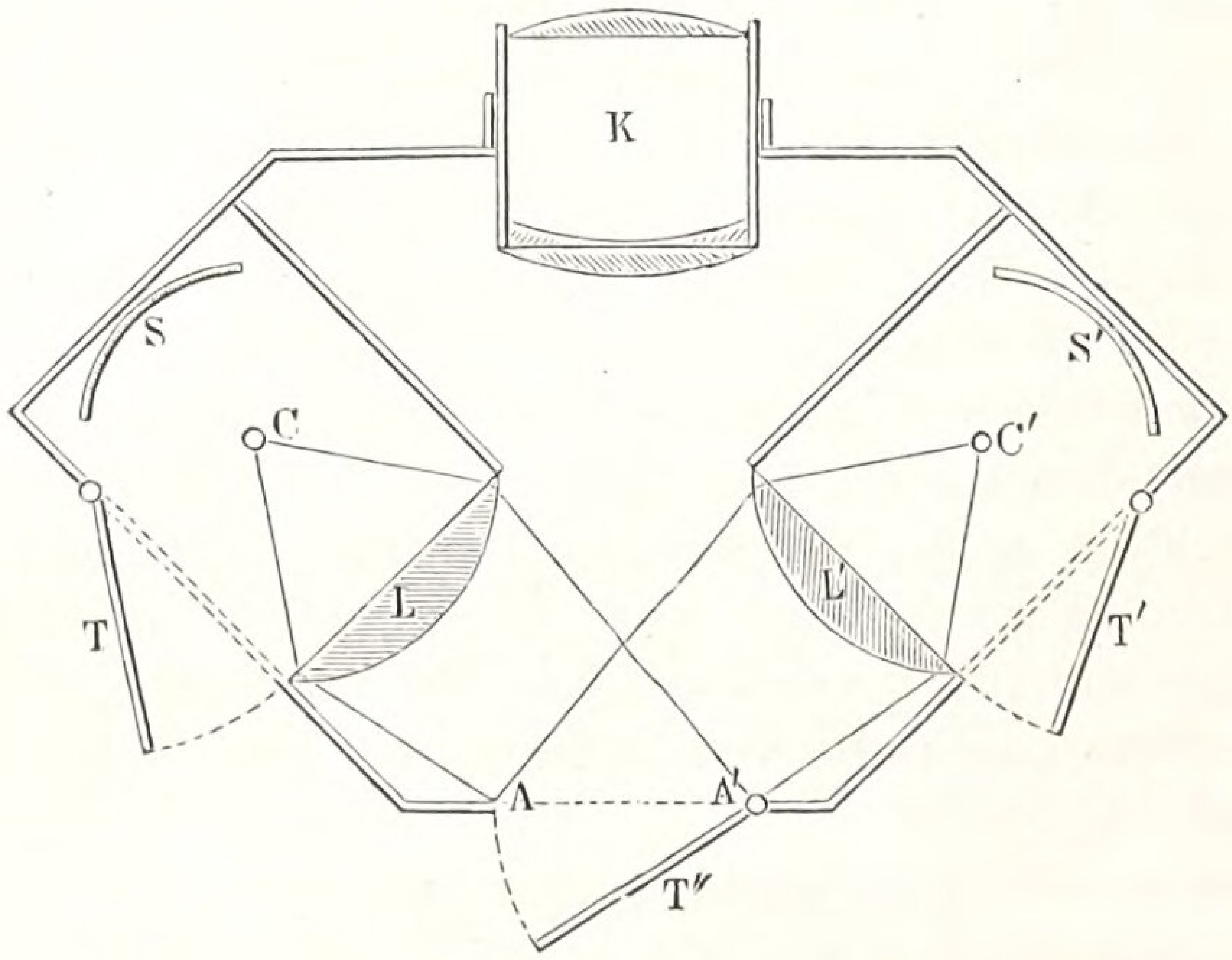
Bei der sogenannten Alkohol-Sauerstofflampe ist die innere den Sauerstoff zuführende Röhre des Brenners von einer Dochtröhre umgeben, welche den Weingeist zuführt, dessen Dampf das Wasserstoffgas ersetzt.

Der Schirm zum Auffangen der projicirten Bilder ist entweder undurchsichtig und dann befindet sich der Apparat auf Seite der Zuschauer, oder durchscheinend, falls man die Laterne hinter demselben aufstellen will. Ersteres hat den Vortheil, dass die Bilder, von allen Richtungen aus gesehen, nahe gleich hell erscheinen, aber den Nachtheil

dass der Projectionsapparat manchmal störend im Wege steht; letzteres vermeidet diesen Nachtheil, giebt aber Bilder, welche sehr verschieden hell und deutlich erscheinen, je nachdem man sich in der Richtung der Strahlen oder seitwärts aufstellt. Auch stört das direct gesehene Lampenlicht. Für physikalische Hörsäle dürfte die erstere Methode im Allgemeinen vorzuziehen sein. Es wird empfohlen, den Schirm mit einer weissen Farbe aus Magnesia alba und Leimwasser zu überstreichen, welche ein besseres Lichtreflexionsvermögen besitzt, als Papier oder Leinwand.

Unter dem alten Namen Megaskop und neuerdings unter der unpassenden Bezeichnung Wundercammera wird ein Apparat verstanden, welcher undurchsichtige Objecte und Bilder, z. B. Photographien oder Holzschnitte zu projiciren gestattet. Ein solcher Apparat unterscheidet sich von dem früher beschriebenen im Wesentlichen nur dadurch, dass das abzubildende Object von vorne, statt von rückwärts,

Fig. 340.



beleuchtet wird. Fig. 340 giebt eine Skizze des Grundrisses eines solchen Apparates. In der aus Blech gearbeiteten Kammer wird nach geöffneter Thür T'' an der Stelle AA' das Object befestigt. Die beiden Beleuchtungslinsen L und L' concentriren das Licht der Lampen C und C', welches durch die Hohlspiegel S und S' verstärkt wird, auf der Fläche AA'. Die Linsencombination K entwirft von dem so beleuchteten Objecte ein verkehrtes und vergrössertes reelles Bild auf einem Schirme. Die Thüren T und T' gestatten den Zugang zu den Lampen. Die Wirksamkeit dieser Apparate ist eine sehr unvollkommene. Wegen starker Zerstreuung des von AA' reflectirten Lichtes fällt das Bild sehr lichtschwach aus und gestattet deshalb nur geringe Vergrösserung. Es ist daher die Anwendung durchsichtiger Objecte stets vorzuziehen. Man erhält solche durch Photographie oder durch Zeichnen (Schreiben) auf

mit Firniss überzogenen Glastafeln, oder durch Einätzen der in einen Wachsüberzug eingeritzten Zeichnungen mit Flusssäure und nachheriges Einreiben mit Farbe oder durch Einritzen auf Gelatineblättchen und nachheriges Einreiben mit Farbe.

Näheres über Projectionsmethoden findet man in der Broschüre: „Die Projection physikalischer Experimente und naturwissenschaftlicher Photogramme von E. Stöhrer jun. in Leipzig", ferner in: „H. Landolt: Ueber die Anwendung des Projectionsapparates in chemischen Vorlesungen. Bericht der deutsch. chem. Ges. IX. p. 1849. H. Vogel: Die Laterna magica als Hilfsmittel in chemisch-physikalischen Vorlesungen. Ber. der deutsch. chem. Ges. VI. 1345. Laterna magica, Zeitschrift für alle Zweige der Projectionskunst von Liesegang 1877"; sowie endlich in den Preislisten von A. Krüss in Hamburg und R. Talbot in Berlin.

Neuntes Capitel.

Elemente der Undulationstheorie, Interferenz und Beugung des Lichtes.

108 **Hypothesen über das Wesen des Lichtes.** Bisher haben wir lediglich die aus der Erfahrung abgeleiteten Gesetze der Ausbreitung, Reflexion, Brechung und Zerstreuung des Lichtes besprochen und uns dabei enthalten, eine Ansicht über die Natur des Lichtes zu entwickeln. Nur vorgreifend haben wir an einigen Stellen, wo es nicht zu vermeiden war, von Wellenlänge und Schwingungszahl des Lichtes gesprochen, um spätere Wiederholungen zu vermeiden. Wir kommen jetzt zur Beschreibung und Erklärung einiger Erscheinungen, bei welchen die bisher genügende Auffassung, dass das Licht sich in geradlinigen Strahlen fortpflanze, nicht mehr hinreicht, sondern eine eingehendere Hypothese über das Wesen des Lichtes zu Hilfe genommen werden muss. Man hat früher vielfach diesen Theil der Lehre vom Lichte als „Höhere Optik" unterschieden; diese Bezeichnung passt aber nicht gut, da, wie wir sehen werden, auch die Gesetze der Reflexion und Brechung, also die ganze Reihe der optischen Erscheinungen, auf die zu wählende Hypothese über das Wesen des Lichtes gegründet werden muss und auch gegründet werden kann.

Zwei Hypothesen über die Natur des Lichtes wurden bisher von den Physikern aufgestellt; sie sind unter den Namen der Emissions- oder Emanationstheorie und der Vibrations- oder Undulationstheorie bekannt.

Die Emissionstheorie nimmt an, dass es eine eigenthümliche Lichtmaterie, Aether genannt, gebe, und dass ein leuchtender Körper nach allen Seiten hin Theilchen dieser feinen Materie mit so ungeheurer Geschwindigkeit aussende, dass ein solches Lichttheilchen in einer Secunde einen Weg

von 42000 deutschen Meilen zurücklegt. Diese Lichtmaterie muss man natürlich als äusserst fein und den Wirkungen der Schwere nicht unterworfen, also imponderabel, annehmen. Die Verschiedenheit der Farben rührt von einer Verschiedenheit in der Geschwindigkeit her; die Reflexion ist nach dieser Ansicht dem Abprallen elastischer Körper analog. Um nach dieser Theorie die Brechung zu erklären, müsste man annehmen: 1) dass sich in den durchsichtigen Körpern hinreichend grosse Zwischenräume befinden, um den Lichttheilchen den Durchgang zu gestatten, und 2) dass die wägbaren Moleküle auf die Lichttheilchen eine anziehende Kraft ausüben, welche, combinirt mit der einmal erlangten Geschwindigkeit der Lichttheilchen, ihre Ablenkung bewirkt.

Die Undulationstheorie nimmt an, dass das Leuchten eines Körpers von einer äusserst raschen Oscillationsbewegung seiner ponderabeln Atome herrühre; die Fortpflanzung der Lichtstrahlen aber wird durch eine Wellenbewegung des oben erwähnten Aethers vermittelt, welche durch die Schwingungen der Köperatome angeregt wird. Der Aether erfüllt den ganzen Weltraum, da das Licht alle Räume des Himmels durchdringt. Der Aether ist aber nicht bloss in den sonst leeren Räumen verbreitet, welche die Gestirne trennen, er durchdringt alle Körper und füllt die zwischen den wägbaren Atomen befindlichen Räume aus.

Wenn der Aether in dem ganzen Weltraume in Ruhe wäre, so würde überall vollkommene Finsterniss herrschen; an einer Stelle aber erschüttert, pflanzen sich die Lichtwellen nach allen Seiten hin fort, wie sich die Schwingungen einer Saite in einer ruhigen Atmosphäre weithin verbreiten. Das Licht, welches erst durch eine Bewegung entsteht, ist also wohl von dem Aether selbst zu unterscheiden, wie die Vibrationsbewegung, welche den Schall hervorbringt, von den oscillirenden Theilchen der wägbaren Materie unterschieden wird.

Lange Zeit hindurch zählten beide Theorien Anhänger unter den Physikern. Newton hatte die Emanationstheorie aufgestellt, Huyghens ist als Schöpfer der Undulationstheorie zu betrachten, die auch Euler vertheidigte; doch erst in neuerer Zeit haben besonders Young's und Fresnel's Arbeiten der Undulationstheorie einen so entschiedenen Sieg verschafft, dass die Emanationstheorie jetzt allgemein als unhaltbar verlassen ist.

Die wichtigste Stütze für die Vibrationstheorie liefern die sogenannten Interferenzerscheinungen, die wir sogleich näher betrachten werden. Die erste hierher gehörige Thatsache wurde von Grimaldi beobachtet und in seiner „*Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride, Bologna* 1665“ beschrieben. Er beobachtete, dass, wenn man durch eine feine Oeffnung einen Sonnenstrahl in ein dunkles Zimmer eindringen lässt und diesem Strahle einen schmalen Körper aussetzt, alsdann der Schatten dieses Körpers breiter ist, als man nach dem geradlinigen Fortgange der Lichtstrahlen erwarten sollte; ebenso fand er, dass, wenn

man die durch die feine Oeffnung eindringenden Strahlen auf einer weissen Fläche auffängt, der erleuchtete Raum grösser ist, als ihn, bei Voraussetzung geradliniger Fortpflanzung des Lichtes, die geometrische Construction giebt; er beobachtete auch farbige Säume, sowohl im Schatten des schmalen Körpers als auch am Umfange des erleuchteten Fleckes, und schrieb diese Erscheinungen einer Ablenkung von dem geradlinigen Wege zu, welche die Lichtstrahlen erleiden, wenn sie an den Rändern undurchsichtiger Körper vorübergehen. Diese Ablenkung nannte er Diffraction; später wurde sie auch Beugung oder Inflexion genannt.

Diese Versuche sind jedoch für die Undulationstheorie nicht so direct beweisend wie der folgende: Grimaldi liess die Sonnenstrahlen durch zwei feine nahe bei einander stehende Oeffnungen in das dunkle Zimmer eintreten und fing sie auf einem Papierblatte in einer solchen Entfernung auf, dass die von den beiden Oeffnungen herrührenden hellen Kreise theilweise über einander fielen. Die durch das Licht beider Oeffnungen erleuchtete Stelle war allerdings heller als die Stellen, welche nur von einer Oeffnung Licht empfingen, doch fand er an den Gränzen dieses stark erleuchteten Raumes dunkle Streifen an solchen Stellen des Schirmes, welche offenbar Licht von beiden Oeffnungen empfingen, und dennoch waren diese Streifen dunkler als diejenigen Stellen des Papierschirms, welche nur von einer Oeffnung beleuchtet waren. In der That verschwanden diese dunklen Linien, sobald die eine Oeffnung zugehalten wurde, so dass nur durch die andere das Licht einfallen konnte. Grimaldi schloss aus dieser Erscheinung, dass ein erleuchteter Körper dunkler werden kann, wenn neues Licht zu dem hinzukommt, welches ihn schon vorher traf, und suchte diese sonderbare Erscheinung durch Annahme von Lichtwellen zu erklären.

Während Grimaldi's Beugungsversuche vielfach wiederholt und abgeändert wurden, während man eifrig bemüht war, die Gesetze der Inflexion durch genaue Messungen zu ermitteln, liess man die von Grimaldi ausgesprochene Idee, dass Dunkelheit durch das Zusammenwirken zweier Lichtstrahlen entstehen könne, ganz unbeachtet, man übersah gerade die Erscheinung, welche den Schlüssel zur Erklärung der Beugungsphänomene hätte geben können. Erst Young nahm diesen Gegenstand wieder auf; er beobachtete die hellen und dunklen Streifen, welche hinter einem schmalen Körper entstehen, wenn man ihn den von einem leuchtenden Punkte oder einer schmalen Lichtlinie ausgehenden Strahlen aussetzt, und fand, dass diese Streifen alsbald verschwinden, sobald man das Licht an der einen Seite des schmalen Körpers vorbeizugehen hindert. Young hatte also durch diesen Versuch ebenfalls dargethan, dass zwei Lichtstrahlen, die sehr nahe nach einerlei Richtung fortgehen, bei ihrem Zusammentreffen nicht immer zur Verstärkung der Erleuchtung beitragen, sondern dass sie sich unter Umständen verstärken oder ihre Wirkung gegenseitig vernichten können. Diese

gegenseitige Einwirkung der Lichtstrahlen bezeichnete Young mit dem Namen der Interferenz.

Solche Interferenzen lassen sich nun nach der Emanationstheorie durchaus nicht erklären. Young aber zeigte, dass die Wege, welche die Lichtstrahlen durchlaufen, um von der Lichtquelle zu einem Punkte hinter dem schmalen Körper zu gelangen, der nicht gerade in der Mitte des geometrischen Schatten liegt, ungleich sind, je nachdem die Strahlen auf der einen oder anderen Seite des schmalen Körpers vorbeigehen; wenn sich also das Licht durch eine Wellenbewegung fortpflanzt, so begreift man sehr wohl, wie die beiden Lichtstrahlen, welche in einem Punkte hinter dem schattengebenden Körper zusammentreffen, hier je nach der Differenz der durchlaufenen Wege bald mit gleichen, bald mit entgegengesetzten Schwingungszuständen ankommen, sich also gegenseitig verstärken oder aufheben können.

Fresnel's Spiegelversuch. Young's Interferenzversuch spricht 109
entscheidend für die Undulationstheorie; man könnte dagegen nur noch etwa einwenden, dass die ganze Erscheinung durch die Beugung des Lichtes hervorgebracht wird, deren Wesen selbst noch nicht gehörig erkannt worden war. Wollte man die Beugung des Lichtes und alle damit zusammenhängenden Erscheinungen durch das Princip der Interferenzen erklären, so war zu wünschen, solche Interferenzen auch ohne Beugung hervorzubringen. Fresnel, der durch seine klassischen Arbeiten die Undulationstheorie vollkommen begründete, löste diese Aufgabe auf folgende Weise.

Zwei Metallspiegel oder zwei Spiegel von schwarzem Glase sind neben einander so aufgestellt, dass die Ebenen beider vertical sind, dass sie also in einer verticalen Linie zusammenstossen; der Winkel, den die beiden Spiegelebenen mit einander machen, muss sehr stumpf sein, er darf nur wenig kleiner sein als 180°. Die Fig. 341 (a. f. S.) stellt den horizontalen Durchschnitt der beiden Spiegel dar; $S'S$ ist die spiegelnde Fläche des einen, SS'' die des anderen; S ist die in der Figur zum Punkte verkürzte Kante, in welcher die beiden Spiegelebenen zusammentreffen. MM' ist ein Schirm, welcher verhindert, dass von L directes Licht nach mm' fällt.

Wenn sich nun in L ein leuchtender Punkt befindet, so sendet er Strahlen auf beide Spiegel, es werden also zwei Spiegelbilder des leuchtenden Punktes entstehen, und zwar das eine in L', das andere in L''; diese beiden Bilder werden sehr nahe beisammenliegen, weil die Spiegelebenen fast zusammenfallen. Auf einem in beliebiger Entfernung von den Spiegeln aufgestellten Schirm treffen nun die reflectirten Strahlen zusammen und bilden daselbst abwechselnd helle und dunkle verticale Streifen. Ist A ein Punkt, welcher gleichweit von L' und L'' entfernt ist, so bildet sich in A ein heller Streifen, zu beiden Seiten desselben in B' und B'' ein dunkler; auf diese folgen wieder zwei helle in den

Punkten A' und A'', zwei dunkle in B und B''' etc., wie am unteren Rande der Fig. 341 angedeutet ist.

Fig. 341.

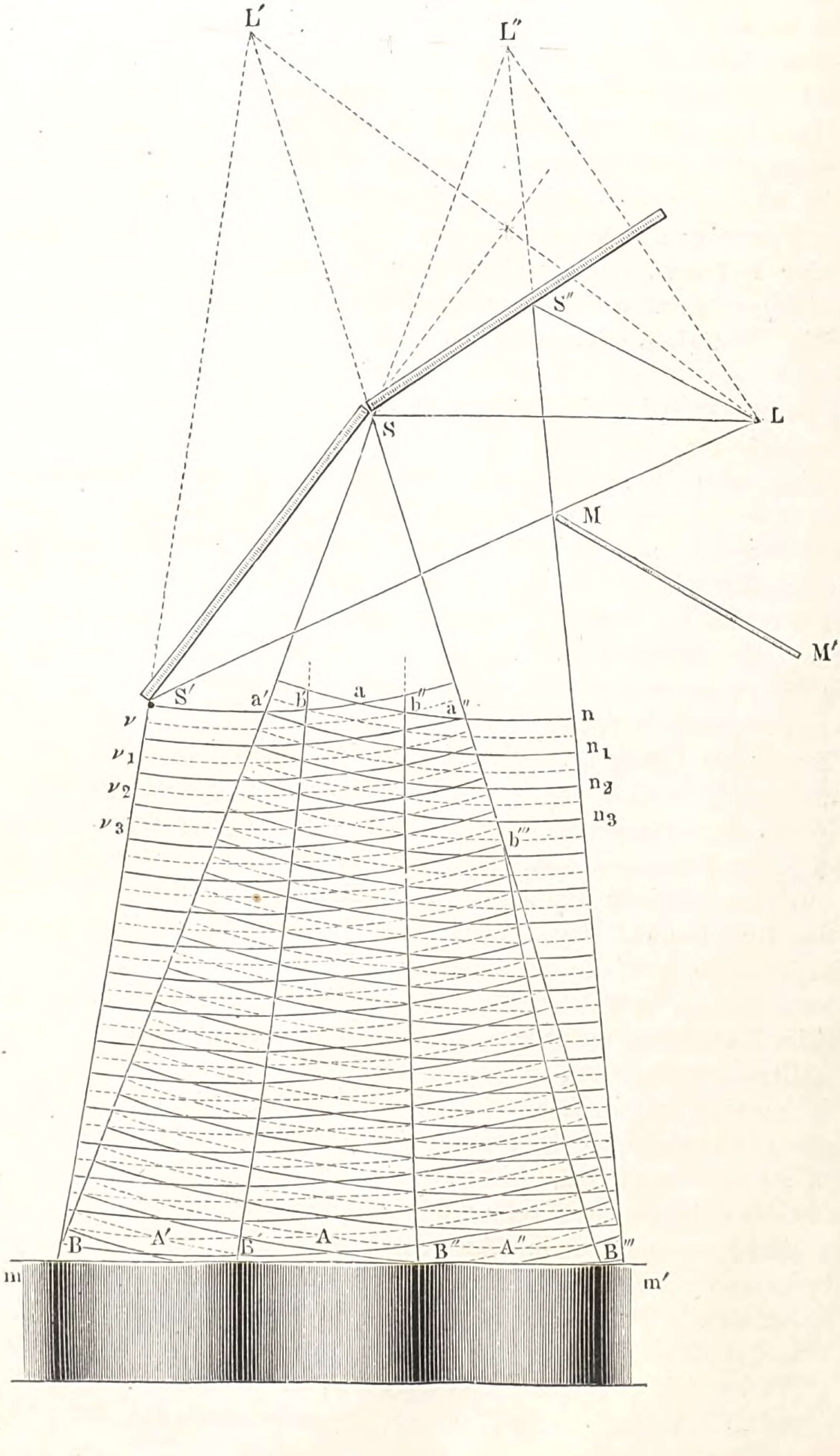


Fig. 342 und 343 stellen den Fresnel'schen Spiegelapparat dar, wie ihn Mechanikus Jung in Giessen construirt, und zwar Fig. 342 in perspectivischer Ansicht, Fig. 343 in horizontalem Durchschnitte. Die beiden Spiegel sind auf der Vorderseite eines Holzklötzchens angebracht, und zwar ist der Spiegel BC vollkommen fest, AB um ein Charnier drehbar. Durch Drehung der Schraube S kann man den Spiegel AB mehr und mehr aus der Ebene des Spiegels BC herausschieben, während er beim Zurückdrehen der Schraube S durch eine Feder wieder zurückgezogen wird. Man hat es auf diese Weise in der Gewalt, ganz allmälig den Winkel der beiden Spiegel nach Belieben zu vergrössern oder zu verkleinern.

Fig. 342.

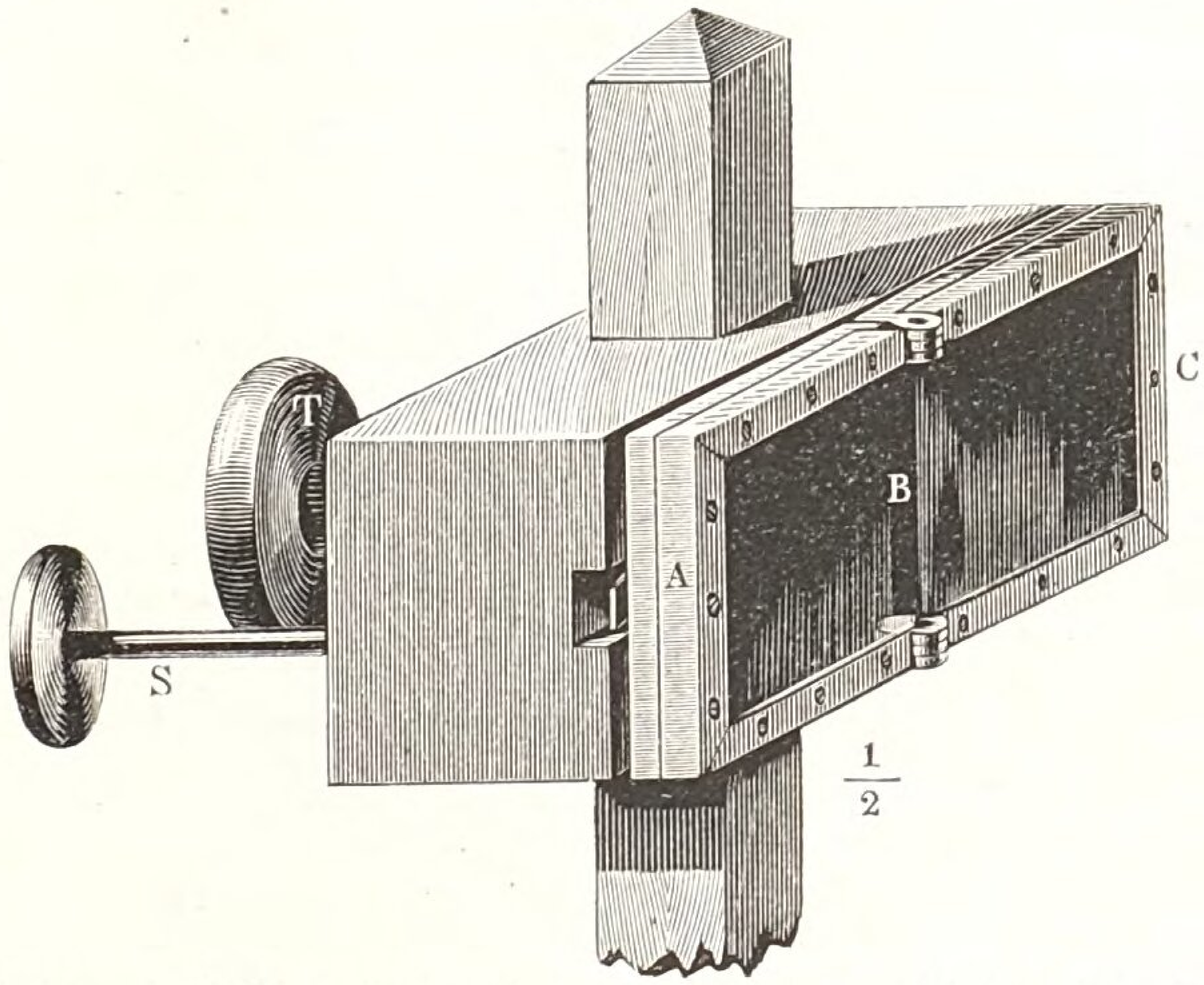
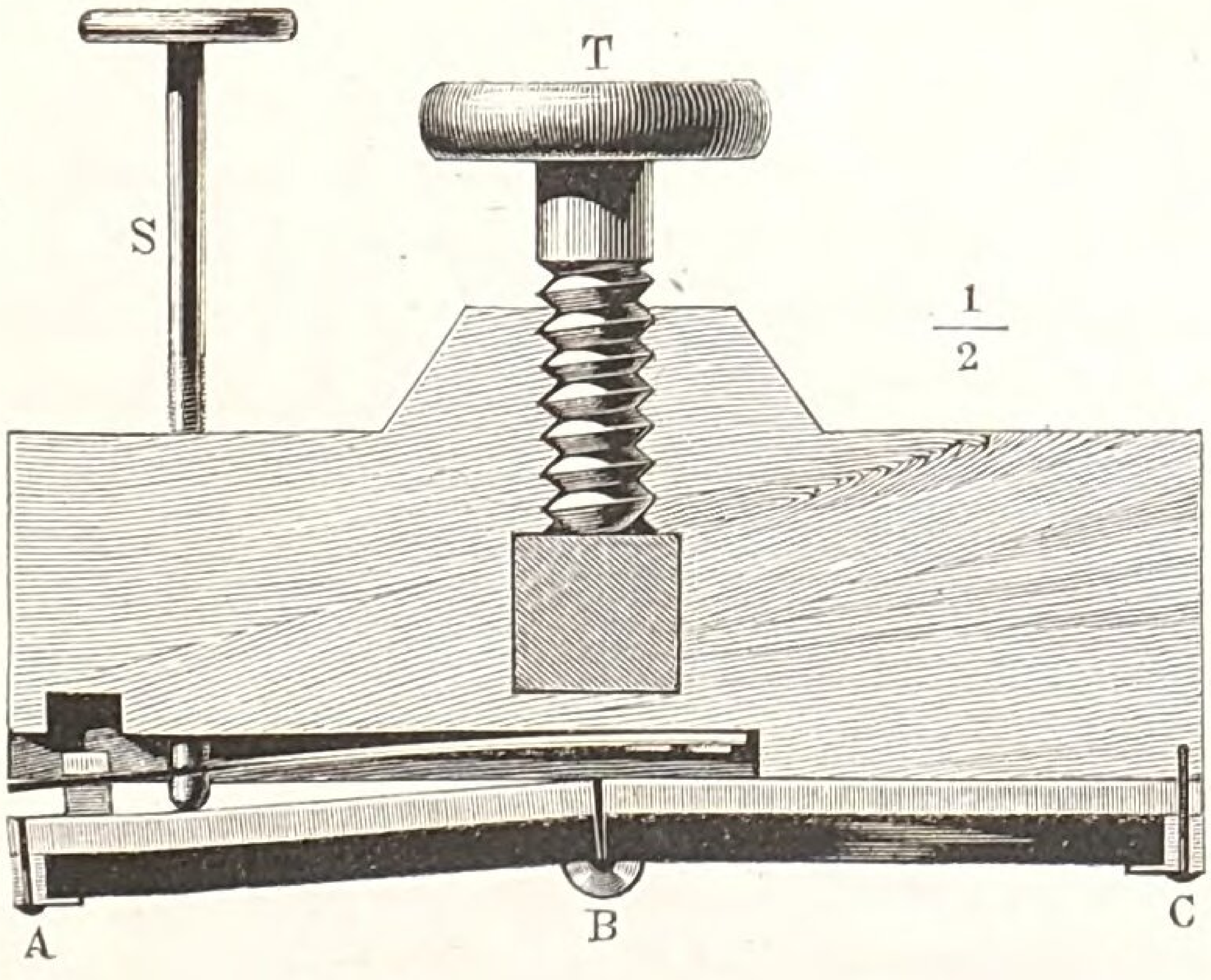


Fig. 343.



Je weniger der Winkel, welchen die beiden Spiegel mit einander machen, von 180° abweicht, desto breiter erscheinen die Streifen.

Das Holzklötzchen ist an einem verticalen, auf einem entsprechenden Fusse befestigten Stabe verschiebbar und kann in jeder beliebigen Höhe mit Hülfe der hölzernen Schraube T festgestellt werden.

Sehr leicht lassen sich Interferenzspiegel auf folgende Weise herrichten: Auf die obere Fläche eines Holzklötzchens, welches ungefähr 10 cm lang, 2 cm breit und 3 cm hoch ist, klebe man an drei Stellen, nämlich in der Mitte und gegen jedes Ende hin, etwas weiches Wachs auf und lege darauf zwei Stücke von geschliffenem Spiegelglas, von

denen jedes nahe 5 cm lang und fast 3 cm breit ist. Diese beiden Spiegel müssen auf dem mittleren Wachsstücke zusammenstossen. Wenn man nun hier, wo beide Spiegel an einander gränzen, dieselben etwas stärker auf das Wachs aufdrückt als an den Enden, so kann man es leicht dahin bringen, dass die Ebenen der beiden Spiegel einen sehr stumpfen Winkel mit einander machen. Ganz besonders kommt es darauf an, dass da, wo die beiden Spiegel zusammenstossen, keiner über den anderen auch nur im mindesten vorstehe, wovon man sich durch das Gefühl der Fingerspitzen überzeugen kann; man darf hier nicht die mindeste Unterbrechung fühlen, wenn man mit dem Finger (nicht mit dem Nagel) über diese Stelle hinfährt. Die Spiegel müssen natürlich auf der Rückseite geschwärzt sein.

Was den Winkel betrifft, den die Spiegel mit einander machen sollen, so muss er so gross sein, dass die beiden Bilder einer ungefähr 8 bis 10 Schritte entfernten Kerzenflamme nur um wenige Centimeter von einander getrennt erscheinen.

Fig. 344 stellt ein Paar auf diese Weise hergerichteter Interferenzspiegel dar, bei welchen sich natürlich der Winkel nicht nach Belieben verändern lässt.

Zum leuchtenden Gegenstande wendet man am besten eine feine Lichtlinie an; man kann sich dieselbe auf mancherlei Art verschaffen, entweder bringt man in dem Laden eines dunklen Zimmers einen ungefähr 1 mm breiten vertical stehenden Spalt an, durch welchen die von einem vor dem Laden angebrachten Spiegel reflectirten Sonnenstrahlen in horizontaler Richtung eintreten, oder man setzt einen solchen Spalt vor die Flamme einer hellen Lampe; ja es reicht eine hell brennende Kerzenflamme ohne allen Schirm schon hin, wenn man dieselbe wenigstens in einer Entfernung von 12 bis 15 Schritten von den Spiegeln oder dem Interferenzprisma aufstellt.

Fig. 344.

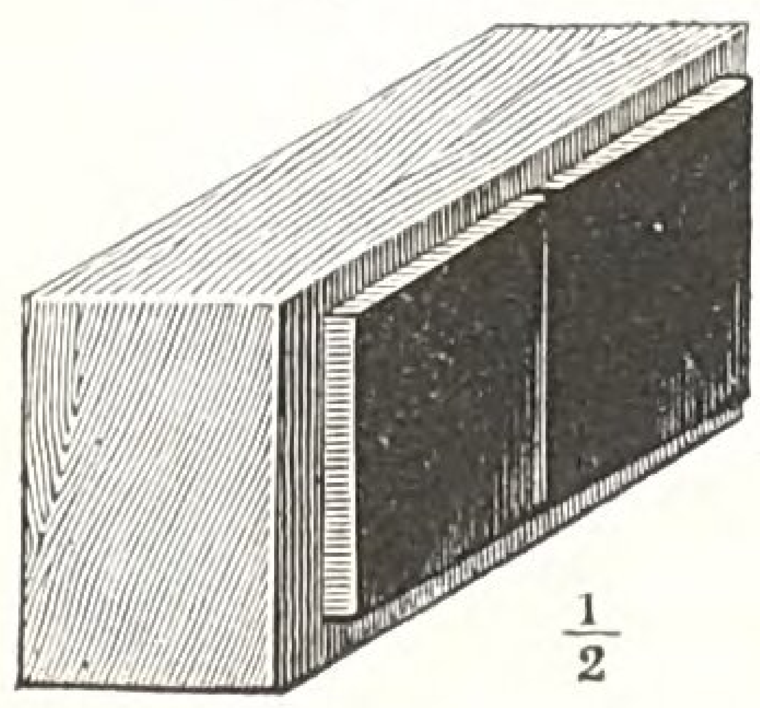
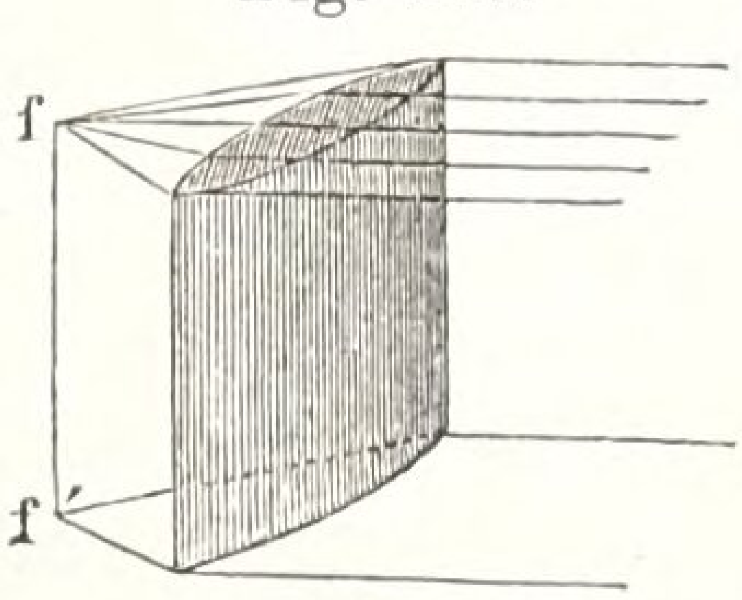


Fig. 345.



Fresnel erzeugte die feine Lichtlinie durch eine Cylinderlinse; eine solche Linse, Fig. 345, ist durch zwei Cylindersegmente gebildet, während eine gewöhnliche Linse durch zwei Kugelsegmente gebildet wird; dem Brennpunkt der gewöhnlichen Linse entspricht bei der Cylinderlinse eine Brennlinie ff'. Diese Brennlinie bildet den leuchtenden Streifen.

Auch der Lichtstreifen auf einem in der Sonne liegenden glänzenden Metallstäbchen oder einem innen geschwärzten Glasröhrchen kann sehr gut zu diesem Interferenzversuche angewendet werden.

Selbst wenn die Lichtquelle keine Lichtlinie, sondern nur ein leuchtender Punkt ist, lassen sich die Interferenzstreifen noch sehr gut zeigen;

einen leuchtenden Punkt erhält man, wenn man statt des Schirmes mit dem Spalte einen Schirm mit einer kleinen runden Oeffnung von 1 bis 2 mm Durchmesser in den Laden des dunklen Zimmers oder vor die Lampenflamme setzt. Ferner ist zu diesem und vielen der folgenden Versuche ein sehr brauchbarer Lichtpunkt das Sonnenbildchen im Focus einer gewöhnlichen Linse von kurzer Brennweite; dann das Sonnenbildchen auf einer Metallkugel, einem Metallknopfe, einer etwas grossen Thermometerkugel, einem innen geschwärzten Uhrglase u. s. w.

Fig. 346.

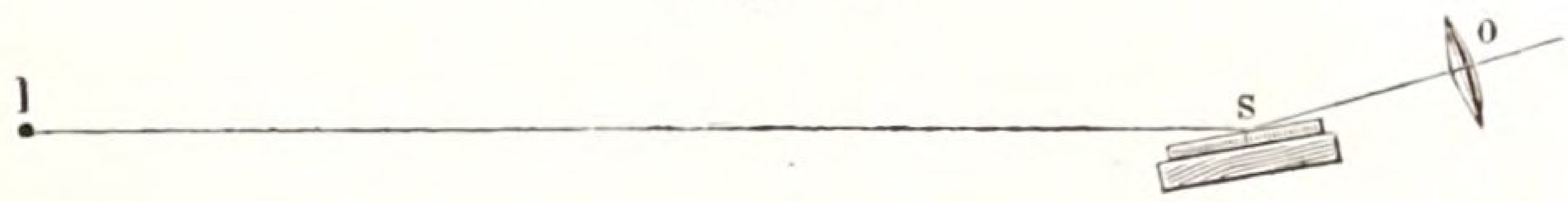


Fig. 346 zeigt die Anordnung des Versuchs für die Interferenzspiegel: *l* ist die Lichtquelle, *s* sind die Spiegel, *o* ist eine Loupe, durch welche man die Streifen beobachten kann. Bei Anwendung von Sonnenlicht hat es keine Schwierigkeit, sie direct auf einem weissen Schirm aufzufangen, da sie durch Entfernung desselben beliebig vergrössert werden können. Bei geringerer Lichtstärke wendet man eine Loupe an, oder beobachtet wohl auch direct mit dem Auge. Die Wirksamkeit der Loupe hierbei werden wir weiter unten erklären.

Es versteht sich von selbst, dass sich die Lichtquelle, die Spiegel und das Auge in einer Horizontalebene befinden müssen.

Bringt man vor das Auge ein ziemlich homogenes, etwa ein rothes Glas, so sieht man nur abwechselnd helle und dunkle Streifen; wendet man dagegen kein homogenes, sondern weisses Licht an, so erscheinen die Streifen mit verschiedenen Farben gesäumt.

Wir wollen jetzt sehen, wie die Undulationstheorie diese Erscheinung zu erklären im Stande ist.

Elemente der Undulationstheorie. Während der Schall durch die stehenden Schwingungen elastischer Körper erzeugt wird, entsteht das Licht durch eine ungleich raschere Vibrationsbewegung der einzelnen kleinsten Theilchen, aus welchen der leuchtende Körper zusammengesetzt ist. **110**

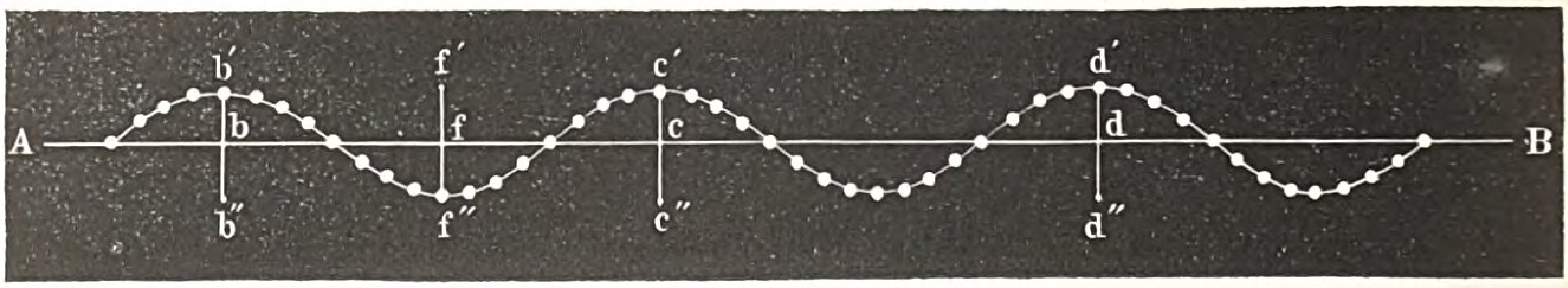
Während sich der Schall durch eine Wellenbewegung ponderabeler Medien verbreitet, werden die Lichtstrahlen durch eine Wellenbewegung des bereits besprochenen Aethers fortgepflanzt.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen Lichtwellen und Schallwellen besteht ausserdem darin, dass die Vibrationen, welche die Lichtwellen fortpflanzen, rechtwinklig sind zur Richtung des Strahles, während die Vibrationen der Schallwellen in der Richtung der Schallstrahlen selbst stattfinden.

Wenn sich also ein Lichtstrahl in der Richtung von A nach B, Fig. 347 (a. f. S.), fortpflanzt, so vibriren alle Aethertheilchen, welche

im Zustande des Gleichgewichtes auf der geraden Linie AB liegen würden, in Richtungen, welche rechtwinklig auf AB stehen. Die

Fig. 347.



Schwingungen erfolgen dabei im Allgemeinen nicht in einer Ebene, sondern nach allen Richtungen senkrecht auf AB. Nur im speciellen Falle (Polarisation) bleiben die Schwingungen in einer Ebene und da dieser Fall der übersichtlichste ist, so wollen wir zunächst an denselben unsere Erörterungen anknüpfen. Die Curve in Fig. 347 stellt dann die gegenseitige Stellung der vibrirenden Aethertheilchen in einem bestimmten Momente der Bewegung dar.

Die Gründe, warum man die Vibrationen der Lichtwellen als rechtwinklig zum Strahl annehmen muss, werden wir später kennen lernen.

Betrachten wir die Schwingungen eines Aethertheilchens etwas genauer! Das Theilchen, dessen Gleichgewichtslage in b ist, vibrirt beständig zwischen den Punkten b' und b''. In b' ist seine Geschwindigkeit Null, je mehr sich aber das Theilchen der Gleichgewichtslage nähert, desto mehr wächst seine Geschwindigkeit, welche ihr Maximum in dem Momente erreicht, in welchem das Molekül die Gleichgewichtslage passirt; von nun an nimmt die Geschwindigkeit wieder ab, bis sie endlich in b'' wieder Null wird, worauf dann die Bewegung nach entgegengesetzter Richtung beginnt. Kurz die Vibrationen eines Aethertheilchens finden ganz nach den Gesetzen statt, welche wir in §. 117 S. 310 des I. Bandes kennen lernten. Die Oscillationsgeschwindigkeit eines vibrirenden Aethertheilchens wird also durch die Gleichung

$$u = a \sin \left(2\pi \frac{t}{T}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

dargestellt, wenn man mit a die Geschwindigkeit, mit welcher das Aethertheilchen die Gleichgewichtslage passirt, mit T die Zeit, welche es zu einer ganzen Oscillation, also zu einem vollständigen Hin- und Hergang, braucht, und mit t endlich die Zeit bezeichnet, welche seit dem Anfang der Bewegung verflossen ist. Als Anfangsmoment dieser Zeitzählung ist ein solcher zu nehmen, in welchem sich das Theilchen in seinem grössten Abstand von der Gleichgewichtslage befindet. Der Quotient $\frac{t}{T}$ drückt die Zahl der vollständigen Oscillationen aus, welche seit dem Anfang der Bewegung verflossen sind.

Die Ausweichung eines vibrirenden Punktes wird dagegen dargestellt durch die Gleichung

$$D = b \cos\left(2\pi\frac{t}{T}\right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

wenn b das Maximum der Ausweichung, also die Oscillationsamplitude bezeichnet, während die übrigen Buchstaben dieselbe Bedeutung haben wie in Gleichung 1).

Obgleich sich das Licht mit ausserordentlicher Geschwindigkeit fortpflanzt, so geschieht diese Fortpflanzung doch nicht momentan; die Vibrationen eines Aethertheilchens theilen sich also auch nicht momentan den in der Richtung des Strahles ihm folgenden Theilchen mit. Stellen wir uns vor, die ganze Reihe von Aethertheilchen auf der Linie AB, Fig. 347, sei in Ruhe. Wenn nun das Theilchen in b in einem bestimmten Momente seine Vibrationen beginnt, so werden alle weiter nach B hin liegenden Theilchen später zu vibriren beginnen, und zwar um so später, je weiter sie von b liegen; während das Theilchen von b eine vollständige Oscillation macht, d. h. während es von b' nach b'' und wieder zurück nach b' sich bewegt, wird sich die Bewegung bis zu irgend einem Theilchen c fortpflanzen, so dass dieses Theilchen seine erste Vibration in demselben Momente beginnt, in welchem b seine zweite anfängt. Von nun an werden die Theilchen b und c stets in gleichen Schwingungszuständen sich befinden, d. h. sie werden gleichzeitig, nach derselben Seite hin sich bewegend, die Gleichgewichtslage passiren, gleichzeitig das Maximum der Ausweichung auf der einen und auf der anderen Seite von AB erreichen.

Die Entfernung bc von einem Aethertheilchen b bis zum nächsten c, welches sich mit b stets in gleichen Schwingungszuständen befindet, heisst, wie wir schon früher gehört haben, eine Wellenlänge. Wenn der Abstand cd auch eine Wellenlänge ist, so wird das Theilchen d seine erste Oscillation in demselben Augenblicke beginnen, in welchem c seine zweite und b seine dritte Oscillation beginnt; d wird von nun an mit c und b sich stets in gleichen Schwingungszuständen befinden.

Wenn f in der Mitte zwischen b und c liegt, d. h. wenn es um eine halbe Wellenlänge von b entfernt ist, so befindet sich das Theilchen in f stets in Schwingungszuständen, welche denen der Theilchen in b und c entgegengesetzt sind. Wenn b und c das Maximum der Ausweichung oberhalb AB erreichen, so erreicht f das Maximum der entgegengesetzten Seite. Das Theilchen f passirt mit b und c gleichzeitig die Gleichgewichtslage, allein in entgegengesetzter Richtung sich bewegend.

Wenn zwei Aethertheilchen auf dem Wege eines Lichtstrahles um $1/2$ Wellenlänge von einander entfernt sind, so sind sie stets in gleichen aber entgegengesetzten Geschwindigkeiten begriffen. Dasselbe gilt von solchen Theilchen, die um $3/2$, $5/2$, $7/2$ u. s. w. Wellenlängen von einander abstehen.

Suchen wir auch dies in mathematischer Form auszudrücken.

Wenn Gleichung 1) die Vibrationsgeschwindigkeit eines Aethertheilchens b, Fig. 347, in einem bestimmten Momente ausdrückt, so ist

$$v = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

die gleichzeitige Vibrationsgeschwindigkeit eines in der Richtung von A nach B um x Wellenlängen weiter liegenden Aethertheilchens, wenn λ die Wellenlänge bezeichnet. Der Werth von v wird aber gleich $a \sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right)$, wenn x ein ganzes Vielfaches von λ, also $\frac{x}{\lambda}$ eine ganze Zahl ist. Dagegen wird $v = -a . \sin 2\pi \frac{t}{T}$, wenn x ein ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}\lambda$, also der Bruch $\frac{x}{\lambda}$ ein ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}$ ist.

Die Wellenlänge ist für verschiedenfarbige Strahlen nicht gleich; am grössten ist die Wellenlänge der rothen, am kleinsten die Wellenlänge der violetten Strahlen. Wir werden bald sehen, wie es möglich ist, die Wellenlänge der verschiedenfarbigen Strahlen mit grosser Genauigkeit zu bestimmen.

Mit der ungleichen Wellenlänge hängt auch die ungleiche Schwingungsdauer zusammen; die Vibrationen der violetten Strahlen sind die schnellsten, die der rothen dagegen die langsamsten.

Die Schwingungszahl, d. i. die Anzahl der Vibrationen per Secunde, ist verkehrt proportional der Wellenlänge.

Man sieht also, dass beim Lichte die Verschiedenheit der Farben der ungleichen Höhe und Tiefe der Töne in der Akustik entspricht.

Die Schwingungsphase hat in der Optik eine ganz analoge Bedeutung, wie in der Akustik, sie charakterisirt die momentane Lage und Richtung eines schwingenden Aethertheilchens.

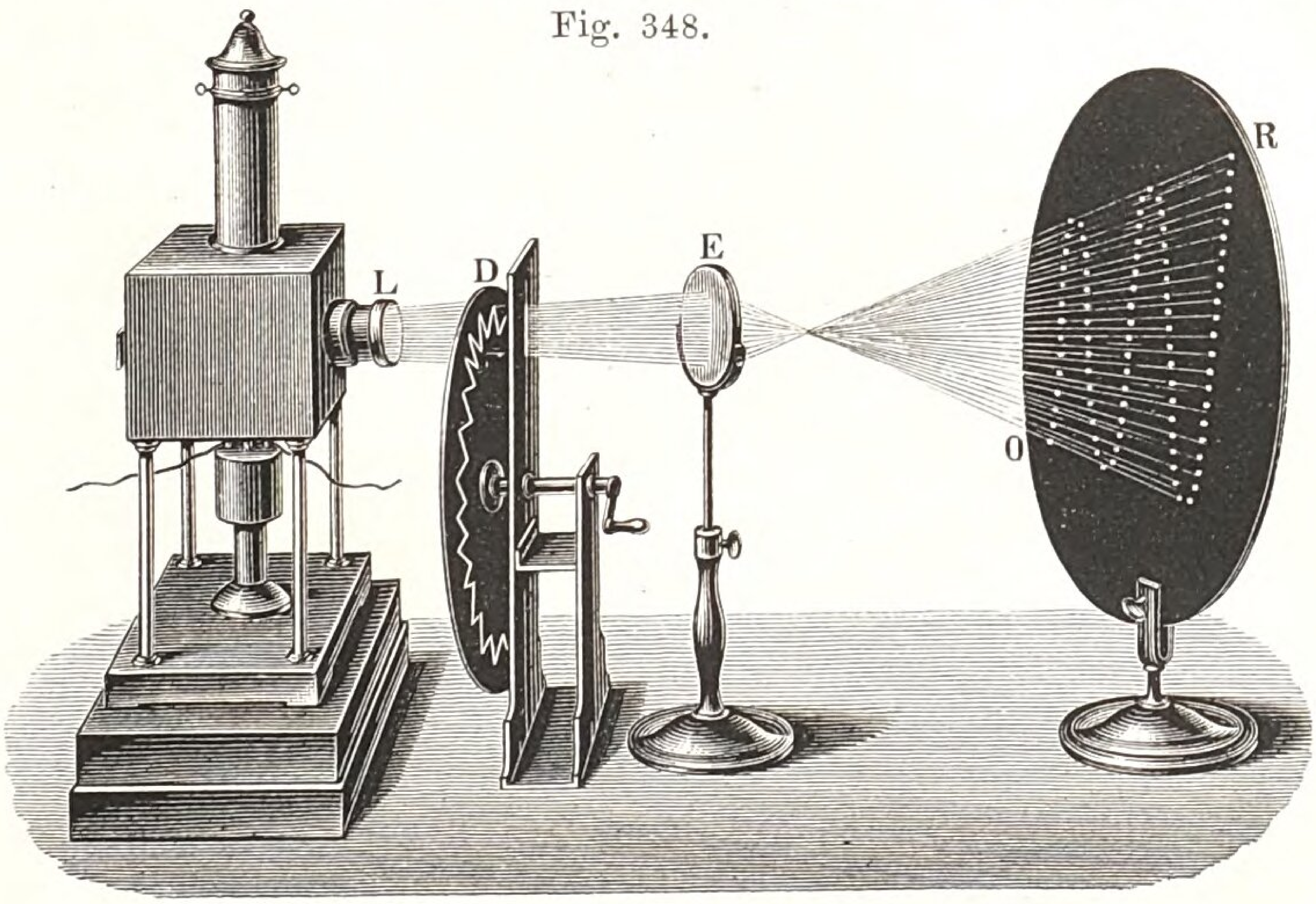
Die Intensität des Lichtes hängt von der Vibrationsintensität ab und zwar ist sie der lebendigen Kraft, also dem Quadrat der Geschwindigkeit, proportional, mit welcher die Aethertheilchen ihre Gleichgewichtslage passiren. Da nun aber die Oscillationsamplitude in demselben Verhältnisse ab- und zunimmt, wie die Geschwindigkeit, mit welcher die Aethertheilchen die Gleichgewichtslage passiren, so ist also auch die Intensität eines Lichtstrahls dem Quadrate der Oscillationsamplitude der vibrirenden Aethertheilchen proportional. Nach der Bezeichnung der obigen Gleichungen 1) und 2) wird also die Intensität des Lichtes gemessen durch a^2 oder durch b^2.

Um die Art der Bewegungen des Aethers in Vorträgen demonstriren zu können, haben Wheatstone, Plücker, Mach u. A. mannigfache Apparate, sogenannte „Wellenmaschinen", construirt, welche auch in der Akustik Anwendung finden können. Wir werden eine solche vom Mechaniker Fessel in Cöln ausgeführte Wellenmaschine später an

geeigneter Stelle beschreiben. Einfacher ist die auf optischen Hilfsmitteln beruhende Wellenmaschine von Crova.

Fig. 348 giebt eine ungefähre Darstellung derselben. L ist eine Duboscq'sche Lampe; die geschwärzte Glasscheibe D enthält am Umfange eine Wellenkurve eingeritzt, welche sich vor einer Reihe senkrechter schmaler Spalten vorbeibewegen lässt. Durch die Ueberkreu-

Fig. 348.

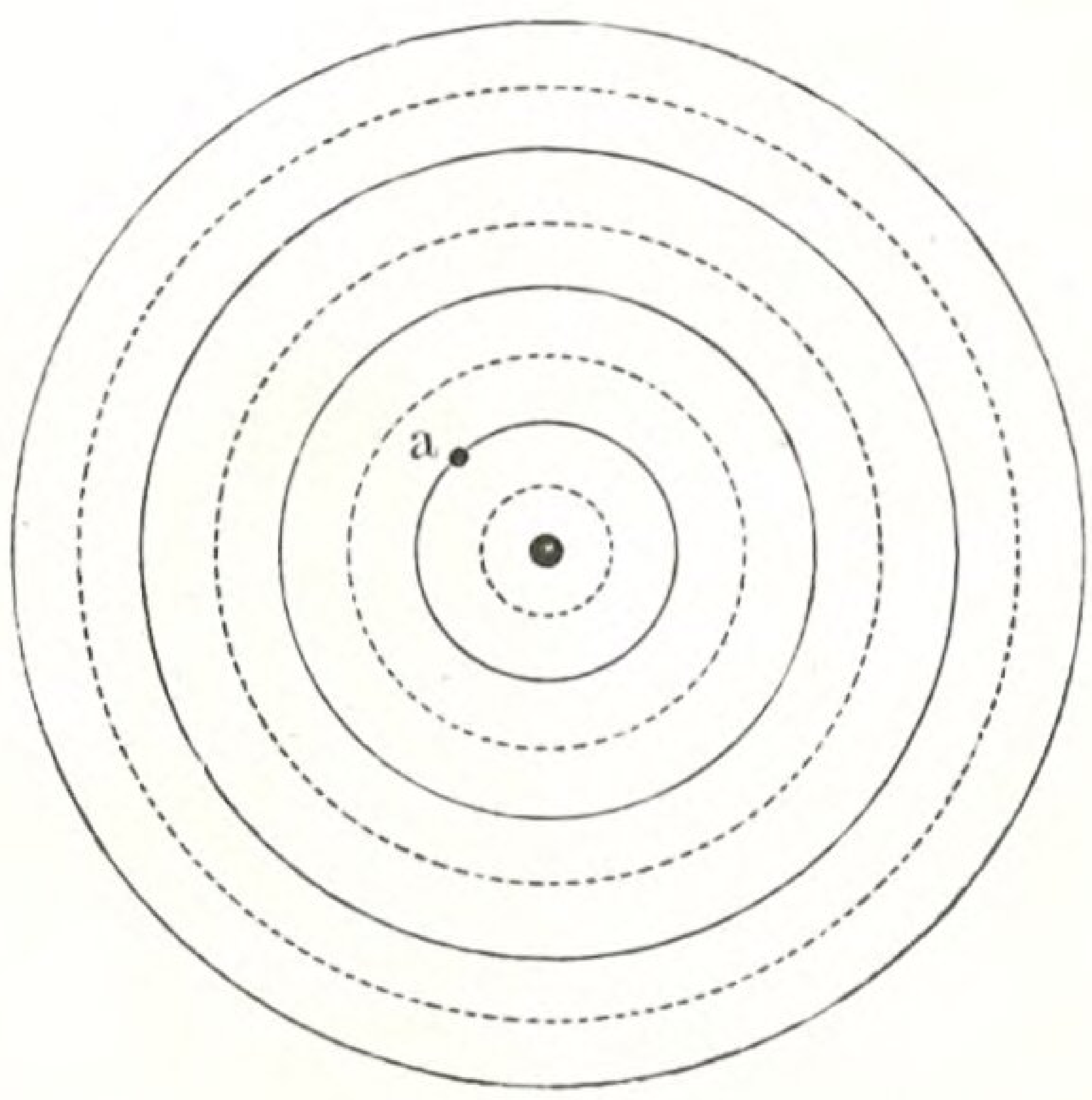


zung dieser Spalten mit der Wellenkurve entstehen helle auf- und niederschwingende Punkte, von welchen die Linse E auf dem Schirm OR ein reelles Bild entwirft. Die Scheibe darf nur langsam gedreht werden.

Die Wellenoberfläche. Von der Art und Weise, wie sich von 111
einem leuchtenden Punkte aus die Lichtwellen ringsum verbreiten, kann man sich ein recht deutliches Bild machen, wenn man die Wellen betrachtet, welche auf der Oberfläche eines still stehenden Wassers entstehen, wenn man einen Stein hineinwirft, und die wir auch schon oben betrachtet haben. Von der Stelle aus, an welcher der Stein in das Wasser einsank, verbreiten sich ringsum kreisförmige Wellen. Das Fortschreiten dieser Wellen von dem Mittelpunkte der Bewegung aus rührt aber nicht daher, dass die einzelnen Wassertheilchen eine solche fortschreitende Bewegung haben; denn wenn ein leichter Körper, etwa ein Stückchen Holz, in dem Bereiche der Wellenbewegung auf dem Wasser schwimmt, so sieht man dasselbe nur auf- und niedergehen. Die Wassertheilchen an der Stelle, an welcher der Stein ins Wasser fiel, gehen abwechselnd auf und nieder, und diese Bewegung pflanzt sich ringsum mit gleicher Geschwindigkeit fort; alle Wassertheilchen also, welche gleichweit von dem Mittelpunkte entfernt sind, werden sich auch in gleichen Schwingungszuständen befinden, d. h. sie werden gleichzeitig ihre

höchste und gleichzeitig ihre tiefste Stellung erreichen, es werden sich also concentrische Wellenberge und Wellenthäler bilden, wie durch Fig. 349 anschaulich gemacht werden soll. Wenn für einen bestimmten Moment die ausgezogenen Kreise den Wellenbergen, die punktirten aber den Wellenthälern entsprechen, so werden die Wellenberge nach aussen hin in der Weise fortschreiten, dass nach einer kurzen Zeit gerade an den punktirten Stellen sich die Wellenberge befinden, die Thäler aber in den ausgezogenen Kreisen.

Fig. 349.



Sämmtliche Wassertheilchen, welche zwischen zwei auf einander folgenden Wellenbergen oder zwei Wellenthälern liegen, bilden eine Welle; die Wellenlänge aber ist die Entfernung von einem Wellenberge zum nächsten oder von einem Wellenthale zum folgenden. Während ein Wassertheilchen, etwa a, von seiner höchsten Stellung niedergeht und dann wieder bis zur Gipfelhöhe eines Wellenberges aufsteigt, wird der Wellenberg um eine Wellenlänge fortschreiten; bezeichnen wir mit v die Geschwindigkeit, mit welcher die Wellen fortschreiten, mit t die Schwingungsdauer, also die Zeit, welche während des Nieder- und Aufganges eines Wassertheilchens vergeht, so ist offenbar

$$\lambda = v \, . \, t,$$

wenn λ die Wellenlänge bezeichnet. Ist n die Schwingungszahl, d. h. die Anzahl der Schwingungen in der Zeiteinheit, so ist $n = \frac{1}{t}$, also

$$\lambda \, n = v.$$

Diese Beziehung zwischen Wellenlänge, Schwingungsdauer, Schwingungszahl und Fortpflanzungsgeschwindigkeit findet auch bei den Lichtvibrationen statt.

So wie sich die Wasserwellen in concentrischen Kreisen um den Oscillationsmittelpunkt verbreiten, so verbreiten sich die Lichtvibrationen in concentrischen Kugelschichten um die Lichtquelle.

Die Gesammtheit aller Aethertheilchen, welche gleichzeitig von der Vibrationsbewegung ergriffen werden, die sich von einem leuchtenden Punkte aus verbreitet, bildet die Wellenoberfläche. In einem isotropen Mittel, d. h. in einem solchen, in welchem die Dichtigkeit und Elasticität des Aethers nach allen Seiten hin dieselbe ist, ist die Wellenoberfläche kugelförmig. Wir werden später sehen, welche Modificationen die Wellenoberfläche erleidet, wenn sie aus einem Medium in ein anderes von grösserer oder geringerer Aetherdichtigkeit übergeht,

und wie sie sich in solchen Medien gestaltet, in welchen die Elasticität des Aethers nicht nach allen Richtungen dieselbe ist.

In hinlänglicher Entfernung von der Lichtquelle kann man ein nicht zu grosses Stück der Wellenoberfläche stets als eben betrachten.

Denken wir uns von irgend einem Punkte der Wellenoberfläche eine gerade Linie nach der Lichtquelle gezogen, so bilden die in ihrem Gleichgewichtszustande auf dieser Linie liegenden, rechtwinklig zu ihr vibrirenden Aethertheilchen einen elementaren Lichtstrahl. Ein optisch wirksamer Strahl besteht stets aus einem Bündel elementarer Strahlen, welche einer gemeinsamen Wellenoberfläche angehören.

Erklärung des Fresnel'schen Spiegelversuches. Um 112
mittelst der eben entwickelten Principien der Undulationstheorie den Fresnel'schen Spiegelversuch zu erklären, müssen wir nochmals Fig. 350 (a. f. S.) näher betrachten. In derselben sind die relativen Dimensionen nicht richtig dargestellt, weil dies wegen der Kleinheit der Wellenlänge und der Interferenzstreifen nicht wohl möglich ist. Der von den Spiegeln eingeschlossene Winkel ist in Wirklichkeit viel weniger von 180^0 verschieden, der leuchtende Punkt L viel weiter von den Spiegeln entfernt und die relative Distanz der Spiegelbilder L' und L'' viel geringer, als die Figur der Deutlichkeit wegen darstellt.

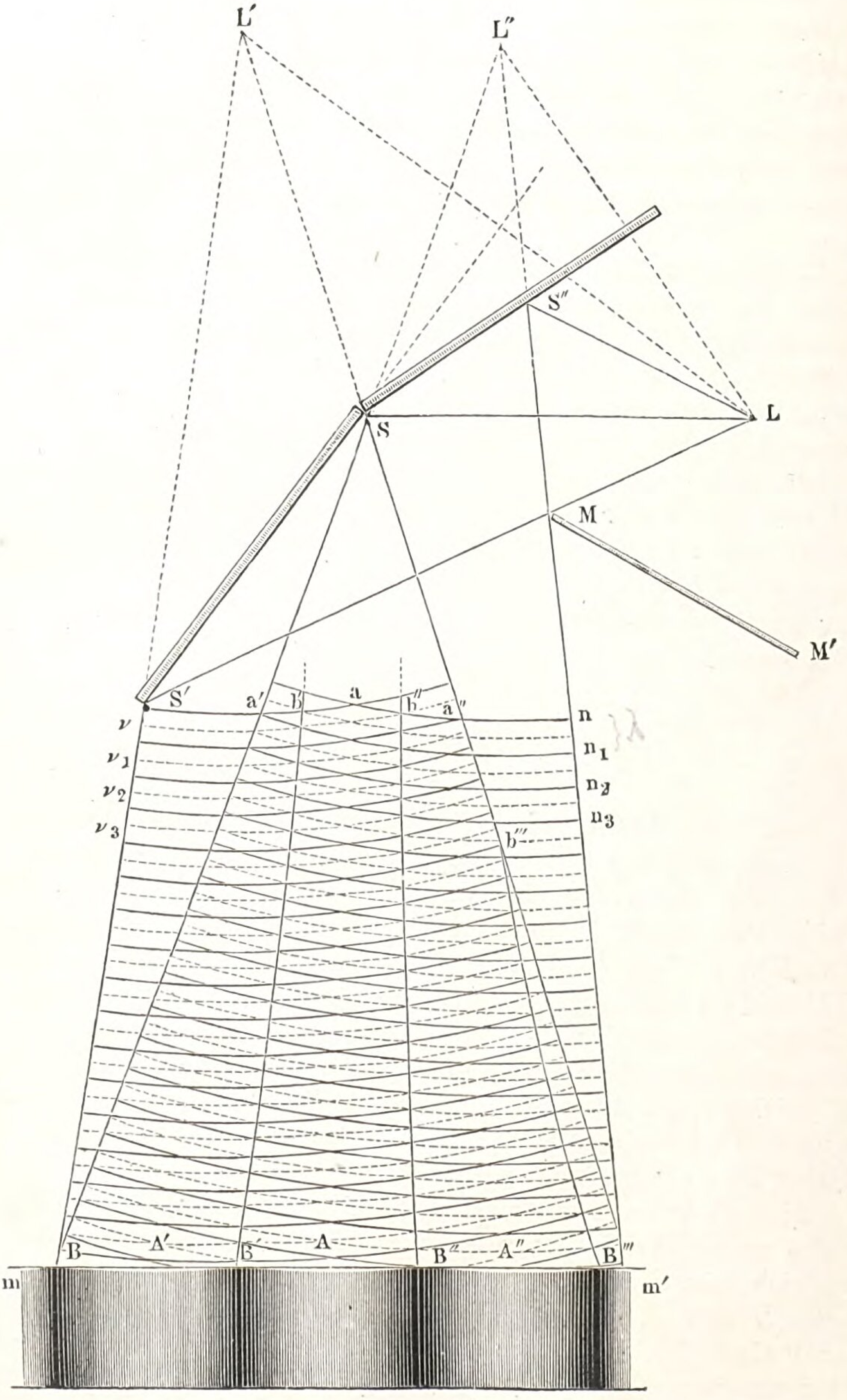
Die von L zwischen LS' und LS ausgehenden Strahlen werden vom Spiegel $S'S$ so reflectirt, als wenn sie von L' kämen, sie gehen also in den Raum zwischen $S'm$ und Sm'. Die von L zwischen LS und LS'' ausgehenden Strahlen werden vom anderen Spiegel so reflectirt, als ob sie von L'' ausgingen; sie gehen daher in den Raum zwischen Sm und $S''m'$.

Den Raum Smm' haben also die Strahlen gemeinschaftlich, und jeder in demselben gelegene Punkt wird mithin von zwei Strahlen getroffen, von denen der eine von L', der andere von L'' zu kommen scheint. Denken wir uns nun mit einer Reihe von Zirkelöffnungen gleich $L''n$, $L''n_1$, $L''n_2$, $L''n_3$ u. s. w., welche ganzen Vielfachen der Wellenlänge des Lichtes $\lambda = nn_1$ gleich sind, um L' und L'' als Centra Kreisbögen beschrieben, so fallen in diese Kreisbögen (welche in der Figur ganz ausgezogen sind) lauter solche Punkte, wo die Lichtwellen mit gleicher Phase ankommen. Die Durchschneidungspunkte dieser Kreisbögen sind also solche Punkte, welche von beiden Wellensystemen mit gleicher Phase getroffen werden.

Ziehen wir nun mit den Zirkelöffnungen $L'v$, $L'v_1$, $L'v_2$, $L'v_3$ u. s. w., welche ungeraden Multiplen der halben Wellenlänge des Lichtes gleich sind, eben solche (in der Figur gestrichelte) Kreisbögen um die Centra L' und L'', so sind auch die in diese Kreisbögen fallenden Punkte unter sich gleichen Phasen angehörig, jedoch entgegengesetzter Phase mit denen der erst gezogenen Kreisbögen. Die Durchschneidungspunkte auch dieser (der gestrichelten) Kreisbögen unter sich sind demnach

ebenfalls Punkte, welche von beiden Wellensystemen mit gleicher Phase getroffen werden. Hingegen sind alle jene Durchschneidungspunkte der

Fig. 350.



ersten (ganz ausgezogenen) Kreisbögen mit den zweiten (gestrichelten) Kreisbögen solche Punkte, welche von je zwei Wellen mit entgegengesetzter Phase, d. h. mit der Phasendifferenz $\frac{\lambda}{2}$ getroffen werden. Man entnimmt unmittelbar aus der Zeichnung, dass die Punkte mit der Phasendifferenz $= 0$ sich in Reihen gruppiren, welche von a nach A, von a' nach A', von a'' nach A'' zu liegen kommen, während die Punkte entgegengesetzter Phasen in die Reihen $b'B'$, $b''B''$, $b'''B'''$ fallen. Alle Punkte, welche in die Linien aA, $a'A'$, $a''A''$ zu liegen kommen, werden demnach doppelt erleuchtet, alle Punkte, welche in die Linien $b'B'$, $b''B''$ u. s. w. fallen, bleiben dunkel, weil die entgegengesetzten Schwingungsimpulse sich in ihrer Lichtwirkung aufheben. Setzen wir daher einen Schirm mm' in irgend einem Abstande senkrecht auf die Strahlenebene, so werden auf demselben helle Stellen A, A', A'' mit dunklen Stellen B, B', B'', B''' abwechseln. Eine einfache Ueberlegung lässt ferner einsehen, dass für alle Punkte, welche zwischen zwei der so erhaltenen Curven, z. B. zwischen aA und $b'B'$ zu liegen kommen, der Phasenunterschied weder $= 0$, noch $= \frac{\lambda}{2}$ sein kann, weshalb weder doppelte Helligkeit, noch vollständige Dunkelheit resultiren können, mithin ein dazwischenliegender Grad der Helligkeit eintreten muss, der sich gegen aA dem Maximum, gegen $b'B'$ dem Minimum nähert. Hieraus erklärt sich dann der verwaschene Rand der schwarzen Streifen, wie dies die Figur unterhalb mm' andeutet.

Von den eben erwähnten Verbindungslinien der Durchschneidungspunkte aA, $b'B'$, $b''B''$, $a'A'$, $a''A''$ u. s. f. ist nur die erste eine gerade Linie, wie unmittelbar aus der Construction hervorgeht. Alle anderen sind krumm, und zwar Stücke von Hyperbeln deren Brennpunkte L' und L'' sind. Jeder Punkt einer solchen Linie hat nämlich von L' und L'' Abstände, die eine constante Längendifferenz besitzen. So z. B. differiren die Abstände der Punkte der Linie $b'B'$ von L' und L'' um $\frac{\lambda}{2}$, die der Linie $a'A'$ um λ, die der Linie $b'''B'''$ um $\frac{3\lambda}{2}$ u. s. f., die Hyperbel ist aber eben durch die Eigenschaft charakterisirt, dass jeder ihrer Punkte von zwei gegebenen Punkten (ihren Brennpunkten) Abstände besitzt, deren Längendifferenz constant ist. Hieraus folgt, dass das auf dem Schirme mm' erscheinende Phänomen grösser erscheinen muss, wenn man denselben weiter von $L'L''$ entfernt, dass jedoch die Vergrösserung nicht genau der Entfernung proportional zunehmen kann.

Die Figur gilt unter der Annahme, dass die Wellenlänge des angewandten Lichtes

$$\lambda = nn_1 = n_1n_2 \cdots = \nu\nu_1 = \nu_1\nu_2 \cdots$$

Würde man nun λ kleiner wählen, so würden die Durchschneidungspunkte, also auch die Abstände der dunklen Streifen B, B', B'', einander näher rücken. Man begreift, dass beim wirklichen Versuche die Streifen sehr nahe aneinander rücken werden, da λ sehr klein ist, und dass man $L'L''$ ziemlich klein machen muss, damit die Streifen überhaupt eine sichtbare Breite erlangen. Wendet man bei dem Versuche rothes Licht an, so erscheinen die Abstände der Streifen in der That breiter als bei gelbem Lichte und bei diesem breiter als bei blauem oder violettem. Es folgt also daraus, dass die Wellenlänge des rothen Lichtes grösser als die des gelben, und diese grösser als die des blauen oder violetten Lichtes ist, was auch anderweitig bestätigt wird.

Wie muss sich nun die Erscheinung darstellen, wenn man gemischtes Licht verschiedener Wellenlängen anwendet, z. B. weisses Licht? Es werden verschieden gefärbte Streifensysteme verschiedener Breite sich überdecken. Die Mitte bei A wird rein weiss erscheinen müssen, denn dort treffen alle Farben zusammen. Da das Roth am breitesten erscheint, so wird es am Rande gegen die ersten dunklen Streifen B' und B'' vorherrschen, im Allgemeinen wird ein complicirtes farbiges Phänomen entstehen, welches wir später bei analogen Vorgängen näher untersuchen wollen.

Der Fresnel'sche Versuch gestattet aber auch eine quantitative Prüfung. Man kann mittelst desselben die absolute Grösse der Wellenlänge verschiedener Lichtsorten messen, indem man die Beziehung benutzt, die zwischen dem Abstande der Spiegelbilder L' und L'', und dann dem Abstande dieser vom Schirm mm' und der Breite zwischen zwei dunklen Streifen $B'B''$ besteht.

Wir gelangen mit ganz ausreichender Annäherung zu einem sehr einfachen Ausdrucke für diese Beziehung auf folgende Weise:

Es sei (Fig. 351) der Abstand der leuchtenden Bilder $L'L'' = d$, es sei die Entfernung der Interferenzerscheinung B', B von $L'L'' = AM = D$, es sei endlich der Abstand der Mitten der beiden ersten dunklen Streifen $= B'B = \delta$. Wir stellen uns vor, es werde das System der auf einander senkrechten Geraden $L'L''$ und MA um den Punkt M ein wenig gedreht, so dass L' nach l', L'' nach l'', A nach B zu liegen komme. Beträgt diese Drehung nur einen sehr kleinen Winkel, so kann man ohne merklichen Fehler annehmen, dass:

$$BL' = Bl' + l'L' \text{ und } BL'' = Bl'' - l''L'',$$

mithin, da $Bl' = Bl''$:

$$BL' - BL'' = l'L' + l''L'' = 2l'L'.$$

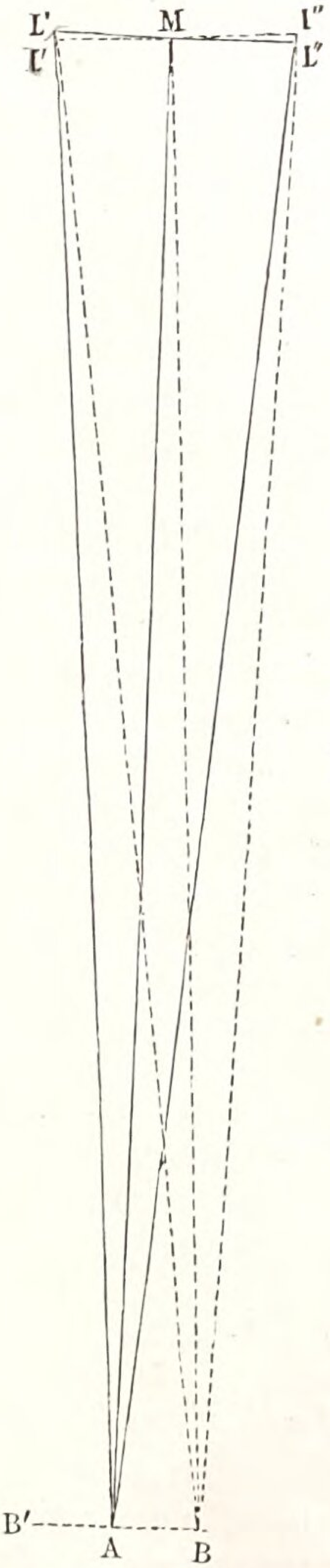
$BL' - BL''$ ist nun aber jene Wegdifferenz, für welche der Vorsprung des einen Wellensystems vor dem anderen gerade $\frac{\lambda}{2}$ beträgt, da dann in B zum ersten Male die Schwingungen sich aufheben, es ist also

$$BL' - BL'' = 2l'L' = \frac{\lambda}{2},$$

oder:

$$l'L = \frac{\lambda}{4}.$$

Fig. 351.



Nun verhält sich, wie aus der Figur ersichtlich ist:

$$l'L' : L'M = AB : AM$$

oder:

$$\frac{\lambda}{4} : \frac{d}{2} = \frac{\delta}{2} : D,$$

woraus

$$\lambda = \frac{d\,\delta}{D}$$

folgt.

Man hat also nur d, δ und D zu messen, um λ berechnen zu können. Die wirkliche Ausführung dieser Messung mit einer zur Bestimmung der Wellenlänge genügenden Genauigkeit ist schwierig, und da es andere viel genauere Mittel hierzu giebt, so wollen wir die feinen Instrumente, welche zu obiger Messung construirt worden sind, nicht beschreiben, sondern nur eine sehr einfache Methode bezeichnen, welche für einen Collegienversuch vollständig hinreicht, um einen angenäherten Werth der Wellenlänge zu erhalten. Nachdem man vor dem Lichteinlassapparat eine verticale Spalte angebracht, dann in möglichst grossem Abstande davon die Spiegel aufgestellt (Fig. 352 a. f. S.) und statt auf einem Schirm mittelst der Loupe das Phänomen zur deutlichen Ansicht gebracht hat, befestigt man mittelst eines Halters einen fein getheilten Millimetermaassstab in horizontaler Richtung zwischen Loupe und Spiegel in solchem Abstande, dass man die Theilstriche desselben auf dem Streifensystem deutlich wahrnehmen kann. Man zählt nun, nachdem man durch Einschaltung etwa eines rothen Glases das Licht genügend homogen gemacht hat, die Anzahl der hellen Zwischenräume, die auf eine Abtheilung des Millimetermaassstabes zu liegen kommen, wobei man, wenn die Anzahl nicht ohne Bruchtheil ausgeht, durch Verstellung der Spiegel nachhelfen kann. Hat man so δ ermit-

telt, so bleibt noch $\frac{d}{D}$ auszumitteln, was auf zweierlei Weise geschehen kann. Entweder man misst nach Entfernung der Loupe mittelst eines

Fig. 352.



Horizontalkreises mit Fernrohr (eines kleinen Theodoliten) den Winkel $L'AL'' = \alpha$, Fig. 351, unter dem die beiden Spiegelbilder im Abstande D erscheinen und rechnet dann $\frac{d}{D} = tang\ \alpha$, oder man misst mittelst eines Messbandes den Abstand D und ermittelt d in der Weise, dass man mit freiem Auge, von A über den oberen Rand der Spiegel hinwegvisirend, zwei senkrechte Objecte ausmittelt, welche gleichen Abstand unter sich und von A haben, wie die Spiegelbilder L' und L''. Ein ganz brauchbares Verfahren besteht auch darin, dass man, nachdem die Streifenbreite gemessen, die Lichtquelle L (die Spalte) verdoppelt (L_1 und L_2) und nun dieselben so aufstellt, dass von den vier neben einander erscheinenden Spiegelbildern, die man nun erhält, die beiden mittleren sich decken. Es ist dann, wie leicht zu zeigen, mit sehr grosser Annäherung, der Abstand $L'L''$ = dem Abstande $L_1 L_2$ und kann direct gemessen werden. Bei einem solchen Versuche, bei welchem einfach nur zwei Kerzenflammen benutzt wurden, ergab sich für rothes Licht: Die Anzahl der Streifenintervalle auf 1 mm = 3, also $\delta = \frac{1}{3}$ mm. Der Abstand der Flammenmitten betrug 4 cm, also $d = 40$ mm, endlich die Distanz D betrug 20 m = 20000 mm, die Wellenlänge ist demnach:

$$\lambda = \tfrac{1}{3} \cdot \frac{40}{20000} = 0{\cdot}00067 \text{ mm},$$

was mit anderweitigen Messungen für die Fraunhofer'schen Linien B (0·0006878) und C (0·0006564) genügend übereinstimmt.

Für blaues Glas findet man dann die Anzahl der Streifen auf 1 mm = 4, woraus sich

$$\lambda = \tfrac{1}{4} \cdot \frac{40}{20000} = 0{\cdot}0005$$

berechnet, was der Wellenlänge für Fraunhofer's Linie $F = 0{\cdot}000484$ nahe kommt.

Die Wirksamkeit der Loupe bei diesem Versuche bedarf noch einiger Erklärung. Man darf dieselbe nicht einfach so auffassen, als ob man das Streifenphänomen durch die Loupe vergrössert sähe, so wie etwa einen anderen kleinen Gegenstand; denn die Streifen haben keinen bestimmten Ort, wie etwa ein reelles Bild einer Linse, sie sind gewissermaassen noch nicht fertig gebildet, sondern entstehen erst auf einem Schirme, den wir

irgendwo nach den Spiegeln in den Weg der Strahlen setzen. Die Convexlinse der Loupe erzeugt von den Lichtpunkten L' und L'' zwei reelle verkehrte, verkleinerte Bilder, von denen nun die Lichtstrahlen ausgehen und beim Sichdurchkreuzen interferiren, wie sie von den Spiegelbildern auszugehen scheinen und interferiren. Auf einem Schirm in beliebigem Abstande entstehen dann die Streifen. Als solcher Schirm kann nun aber auch die Netzhaut des Auges dienen. Schaut man direct ohne die Loupe mit dem Auge, so tritt das brechende System des Auges an Stelle der Convexlinse der Loupe. Schaut man mit dem Auge durch die Loupe, so wirken beide zusammen wie eine Linse, welche zwei reelle kleine verkehrte Bildchen der Lichtpunkte vor der Netzhaut erzeugen, von denen die Strahlen ausgehen, welche dann auf der Netzhaut das Streifenphänomen erzeugen. Da zugleich auf der Netzhaut das reelle, verkleinerte Bild des Millimetermaassstabes entsteht, so fallen daselbst ebensoviele Streifen auf das Bild eines Millimeterintervalles, als auf ein Millimeterintervall fallen würden, wenn man einfach das Streifenphänomen auf einem Schirme mit Millimeterscala ohne Anwendung einer Loupe auffangen würde.

Modification des Fresnel'schen Spiegelversuches. 113
Statt der Fresnel'schen Spiegel kann man auch das von Fresnel und später von Pouillet und von Ohm angewendete Interferenzprisma oder nach Fizeau zwei geneigte Glasplatten, oder endlich nach Billet zwei Halblinsen benutzen, um dieselbe Erscheinung hervorzurufen. Die Figuren 353, 354 und 355 (a. f. S.) geben eine Darstellung dieser drei Methoden.

Das Interferenzprisma P, Fig. 353, lässt die von L ausgehenden Strahlen nach der Brechung so austreten, als ob die Strahlen von den Punkten L' und L'' kämen, die Interferenzstreifen entstehen demnach auf dem Schirme mm' ganz wie beim Spiegelversuch. Auch hier kann man eine Loupe zu Hilfe nehmen, indem man den Apparat wie Fig. 356 (a. S. 415) zusammenstellt.

Die Fizeau'sche Anordnung des Versuchs wird durch Fig. 354 erläutert. Die beiden geneigten planparallelen Glasplatten A und B geben den von L ausgehenden Strahlen eine Parallelverschiebung, so dass sie ihren Weg fortsetzen, als ob sie von L' und L'' kämen. Das Uebrige ist wie früher. Das Interferenzphänomen entsteht bei Anwendung einer Linse 0 auf dem Schirme bei mm'.

Die Billet'schen Halblinsen, Fig. 355, sind durch Halbirung einer Convexlinse erhalten und so gefasst, dass die Schnittebene vertical steht, und die beiden Hälften in horizontaler Richtung mittelst Mikrometerschraube auseinander geschoben werden können. Die Halblinsen geben dann den aus L kommenden Strahlen eine solche Richtung, dass statt in einem einzigen Punkte auf der Axe zwei reelle Bilder von L, nämlich L' und L'', entstehen, welche nun, wie in den früheren Fällen, die

interferirenden Strahlen aussenden. Das Interferenzphänomen entsteht auf einem Schirme bei *mm'*.

Alle vier beschriebenen Methoden haben also das Gemeinschaftliche, dass mittelst geeigneter Vorrichtungen aus zwei nahe an einander liegenden Strahlencentren Lichtstrahlen ausgesendet werden, die sich

Fig. 353.

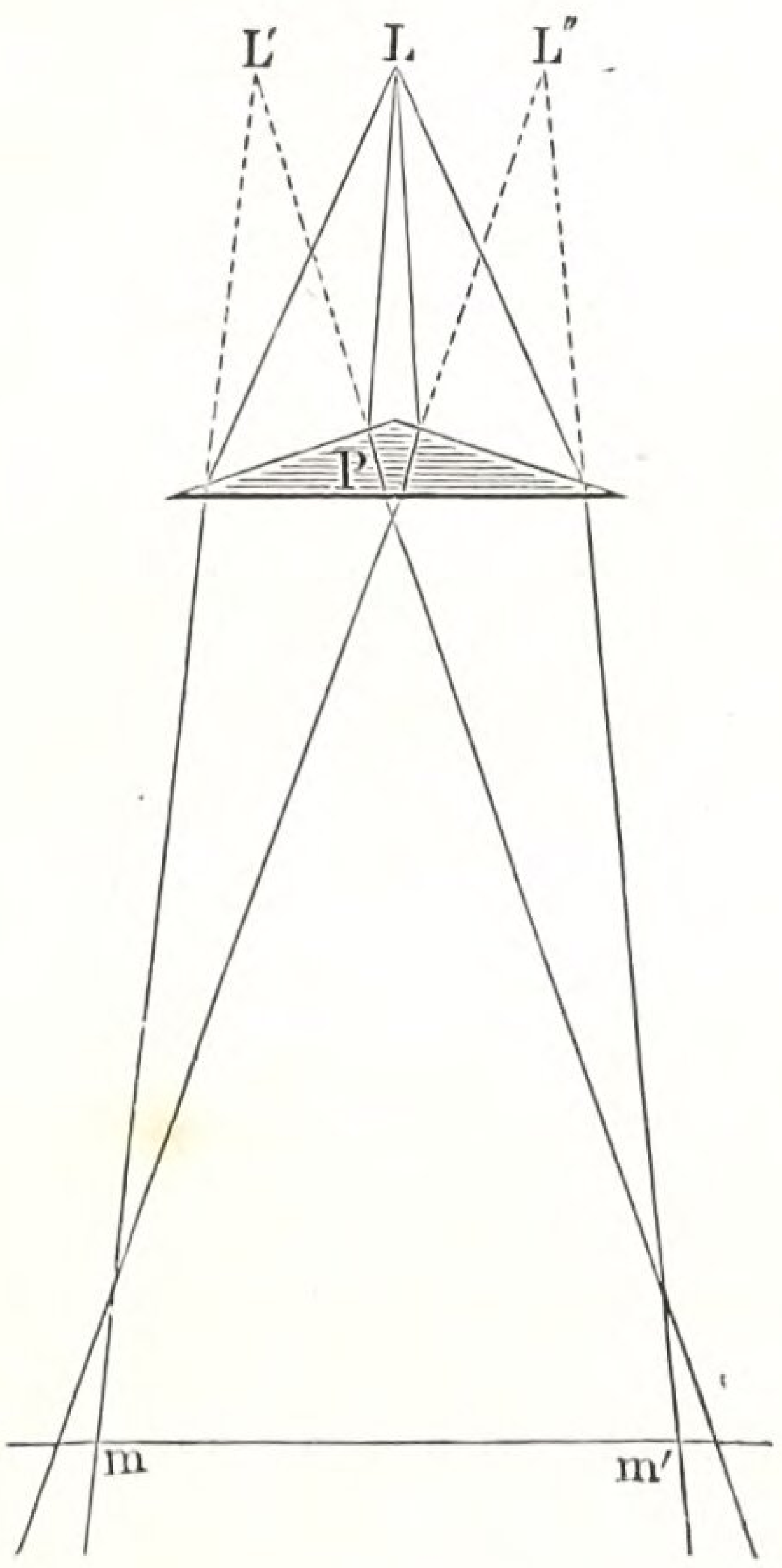


Fig. 354.

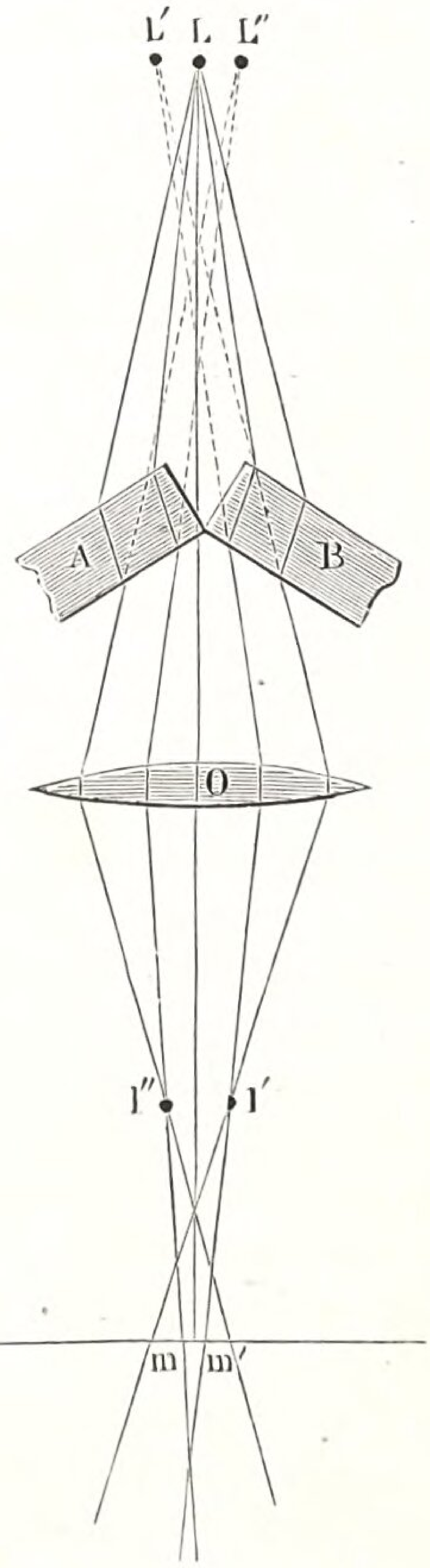
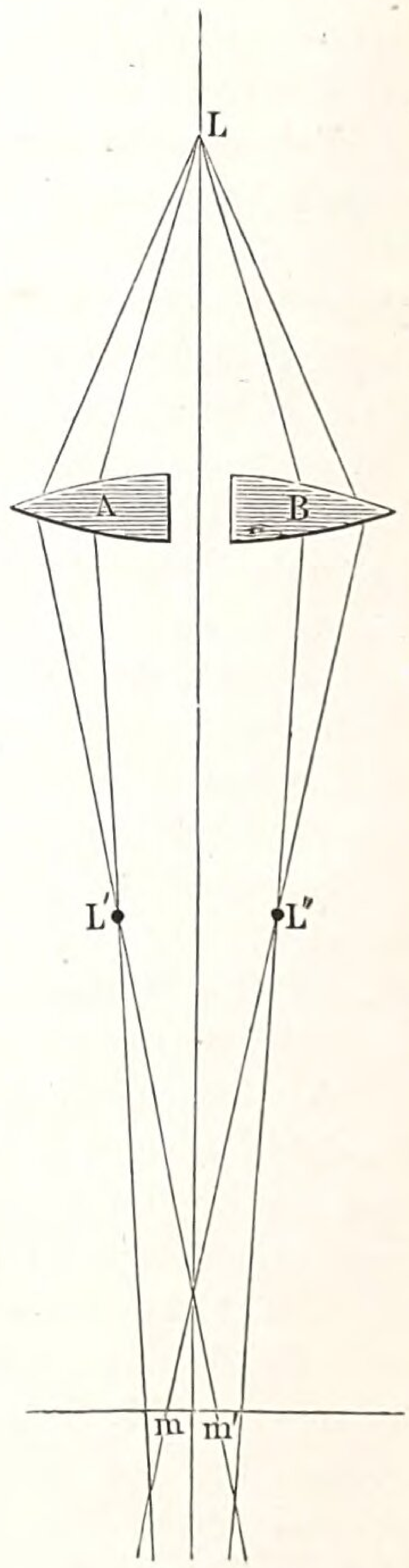


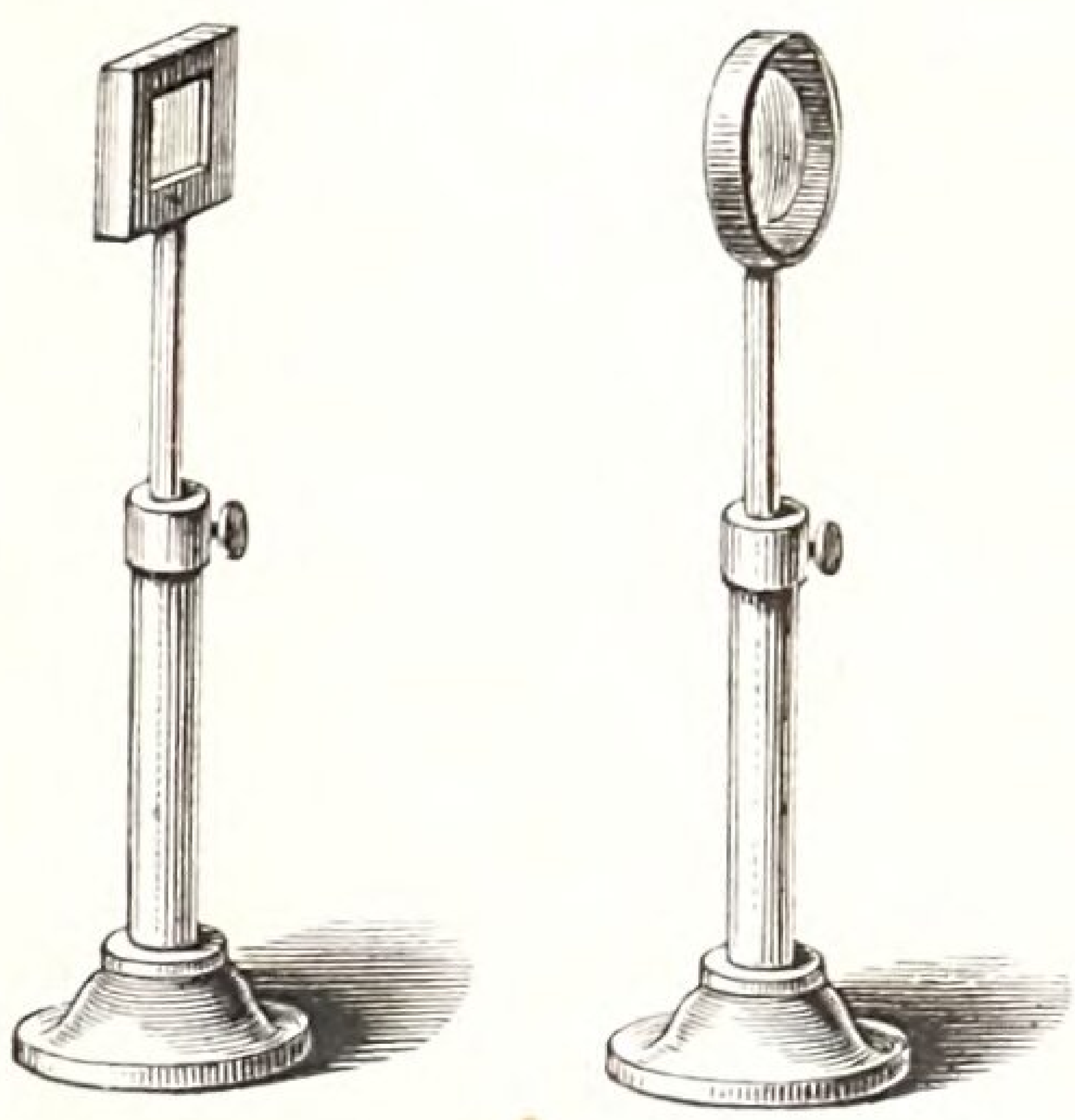
Fig. 355.



unter sehr spitzigem Winkel durchkreuzen. Man könnte nun fragen, ob dies nicht einfacher ohne weitere Apparate durch Aufstellung zweier separater Lichtquellen zu erreichen wäre. Diese Frage ist mit Nein zu beantworten. Es ist nämlich ein wesentliches Erforderniss für das Gelingen des Experimentes, dass die interferirenden Lichtstrahlen mit gleicher Phase, oder wenigstens mit constanter Phasendifferenz von den Ausgangspunkten abgehen. Dies wäre aber bei verschiedenen Lichtquel-

len nie zu erreichen; es ist daher nothwendig, nur eine und zwar eine schmal begrenzte Lichtquelle anzuwenden, deren Licht dann durch die aufgezählten Hilfsmittel in zwei Wellensysteme getheilt wird, deren Centra nahe an einander liegen.

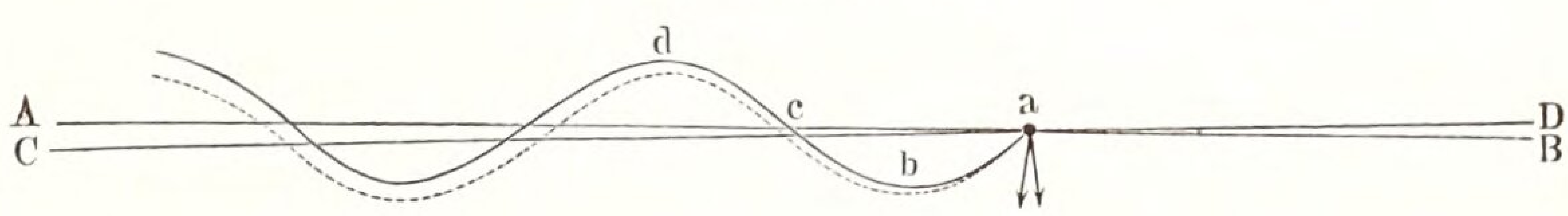
Fig. 356.



Interferenz der Lichtstrahlen. 114
Durch den Fresnel'schen Spiegelversuch ist also das Princip der Interferenzen begründet. Dieses Princip ist für die physikalische Theorie des Lichtes von der grössten Wichtigkeit; wir wollen deshalb versuchen, dasselbe durch Zeichnungen möglichst anschaulich zu machen.

In Fig. 357 mögen die Linien *AB* und *CD* zwei elementare Lichtstrahlen darstellen, welche, von einer Lichtquelle ausgehend, auf verschiedenen Wegen zu dem Punkte *a* gelangen, und sich hier unter einem sehr spitzen Winkel schneiden. Wenn der Weg, welchen der Lichtstrahl *CD* von der Lichtquelle bis zu dem Punkte *a* zurückgelegt hat, gerade eben so gross oder um 1, 2, 3 u. s. w. ganze Wellenlängen grösser ist, als der Weg, welchen der andere Strahl von der Lichtquelle bis zum Punkte *a* zurückgelegt hat, so werden die beiden Strahlen in *a* in der Weise zusammenwirken, wie es Fig. 357 darstellt.

Fig. 357.



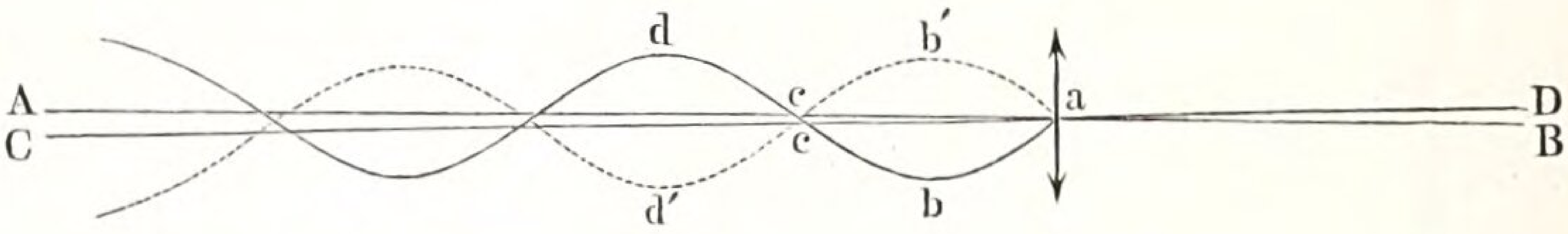
Die Wellenlinie *abcd* u. s. w. stellt für irgend einen Moment die gegenseitige Lage der Aethertheilchen dar, welche den Strahl in der Richtung *AB* fortpflanzen. Das Theilchen *b* hat eben seine äusserste Stellung unterhalb *AB* erreicht, das Theilchen *a* passirt eben die Gleichgewichtslage in der Richtung, welche der kleine Pfeil andeutet.

Die punktirte Wellenlinie zeigt uns den gleichzeitigen Oscillationszustand der Aethertheilchen, welche den Lichtstrahl *CD* fortpflanzen. Wenn beide Strahlen von der Lichtquelle bis zum Punkte *a* gleiche Wege durchlaufen haben, so wird das Theilchen *a* gleichzeitig durch die Vibration beider Strahlen auf dieselbe Weise afficirt werden; in dem durch unsere Zeichnung dargestellten Momente wird das Theilchen *a* durch das zweite Wellensystem ebenfalls nach unten getrieben; die Vibrationsamplitude ist also doppelt so gross, als wenn seine Bewegung nur durch die Vibrationen des einen Lichtstrahles bedingt wäre.

In derselben Weise müssen sich auch die Vibrationen zweier Lichtstrahlen unterstützen, welche in einem Punkte zusammentreffen, wenn sie in ihrem Gange um irgend ein ganzes Vielfaches einer ganzen Wellenlänge von einander abweichen.

Fig. 358 versinnlicht das Zusammenwirken zweier Strahlen, von denen der eine dem andern um eine halbe oder irgend ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge vorausgeeilt ist. Durch die Vibrationen des einen Strahles (die ihm entsprechende Wellenlinie ist ausgezogen, während die dem anderen Strahle entsprechende punktirt ist) wird das Theilchen a in demselben Augenblicke nach oben getrieben, in welchem die Vibrationen des anderen Strahles dasselbe mit gleicher Kraft abwärts zu bewegen streben; die beiden entgegengesetzten Kräfte heben sich also auf, das Theilchen a bleibt in Ruhe.

Fig. 358.



Wir haben bisher nur diejenigen Fälle betrachtet, in welchen der Gangunterschied der interferirenden Strahlen ein ganzes Vielfaches einer Wellenlänge oder ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt. Wenn der Gangunterschied zwischen diese Gränzen fällt, so wird durch die Interferenz der beiden Strahlen auch eine Wirkung hervorgebracht, welche zwischen den Wirkungen der besprochenen Gränzfälle liegt, d. h. es wird keine vollkommene Vernichtung der Vibrationen, aber auch keine Verdoppelung der Vibrationsintensität eintreten können.

Betrachten wir die Sache etwas allgemeiner! Es sei

$$u = a \sin \left(2 \pi \frac{t}{T}\right)$$

die Geschwindigkeit, mit welcher in einem bestimmten Momente ein Aethertheilchen durch einen, und

$$v = a \,.\, \sin 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

die Geschwindigkeit, mit welcher dasselbe Aethertheilchen gleichzeitig durch einen zweiten Lichtstrahl afficirt wird, welcher mit dem ersten gleiche Amplitude hat, aber gegen denselben um x Wellenlängen zurückgeblieben ist, so ist die Geschwindigkeit des Theilchens unter dem gleichzeitigen Einfluss beider Strahlen

$$U = u + v = a \sin\left(2 \pi \frac{t}{T}\right) + a \sin 2 \pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

oder

$$U = a \sin \alpha + a \sin (\alpha - \beta),$$

wenn man der Kürze halber α für $2\pi \frac{t}{T}$ und β für $2\pi \frac{x}{\lambda}$ setzt. Dieser letztere Werth von U lässt sich aber leicht umwandeln in

$$U = a\,(1 + \cos\beta)\sin\alpha - a\sin\beta\cos\alpha \quad . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Um zu erfahren, welches die Amplitude des fraglichen, unter dem Einfluss der beiden Strahlen vibrirenden Aethertheilchens ist, muss man die Gleichung bei 1) auf die Form

$$U = A \,.\, \sin(\alpha - \gamma) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

zu bringen suchen, wo dann A die gesuchte Amplitude ist.

Aus Gleichung 2) ergiebt sich

$$U = A \,.\, \sin\alpha \,.\, \cos\gamma - A \,.\, \cos\alpha \,.\, \sin\gamma \quad . \; . \; . \; . \quad 3)$$

Setzen wir den Werth von U bei 1) gleich dem Werth von U bei 3), so ergiebt sich

$$A\cos\gamma = a\,(1 + \cos\beta) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 4)$$

$$A\sin\gamma = a \,.\, \sin\beta \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 5)$$

Addirt man die Quadrate der Gleichungen 4) und 5), so kommt

$$A^2 = a^2\,(2 + 2\cos\beta),$$

also

$$A = a\sqrt{2 + 2\cos 2\pi \frac{x}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 6)$$

Es wird $A = 2a$, wenn $x = 0$, $x = \lambda$, $x = 2\lambda$, $x = 3\lambda$ etc.

Wenn dagegen $x = \frac{1}{2}\lambda$, so wird

$$A = 0.$$

Denselben Werth erhält A auch für den Fall, dass $x = \frac{3}{2}\lambda$, $x = \frac{5}{2}\lambda$ u. s. w. Für $x = \frac{1}{4}\lambda$ wird

$$A = a\sqrt{2}.$$

Wir haben eben nur den einfacheren Fall betrachtet, dass die Amplitude der beiden interferirenden Strahlen dieselbe ist. Ist nun aber a die Amplitude des einen, b die des andern, also

$$u = a\sin\left(2\pi \frac{t}{T}\right)$$

die Geschwindigkeit, mit welcher in einem bestimmten Moment ein Aethertheilchen durch den einen, und

$$v = b\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

die Geschwindigkeit, mit welcher dasselbe Aethertheilchen gleichzeitig durch den anderen Strahl bewegt wird, so ergiebt sich aus einer der obigen ganz entsprechenden Entwickelungsweise, dass die Amplitude A des resultirenden Strahles ist

$$A = \sqrt{a^2 + b^2 + 2\,a\,b\,\cos 2\pi\,\frac{x}{\lambda}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

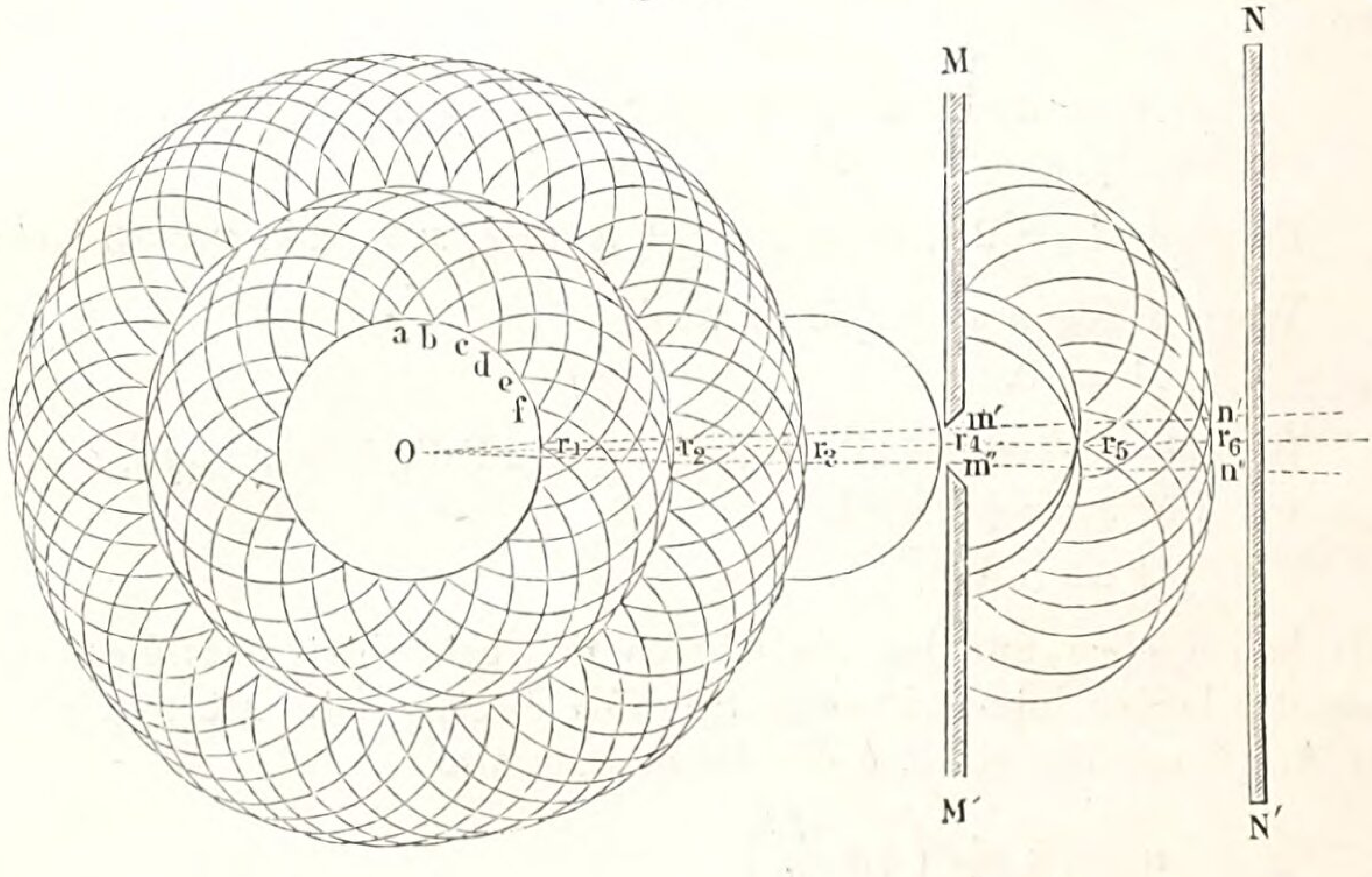
Ein Werth, welcher in den bei 6) übergeht, wenn $b = a$.

115 **Das Huyghens'sche Princip; die eigentliche Bedeutung des Satzes über die geradlinige Fortpflanzung des Lichtes durch Strahlen.** In §. 1 haben wir den Begriff des „Lichtstrahls" vorläufig eingeführt und den Satz von der geradlinigen Fortpflanzung des Lichtes aufgestellt, aber schon an jener Stelle haben wir darauf aufmerksam gemacht, dass diese Lichtstrahlen nicht als isolirbare Elemente, oder als die wirklichen Träger der Fortpflanzungsbewegung zu betrachten seien.

Huyghens, der geniale Begründer der Undulationstheorie des Lichtes, hat zuerst ein Princip entwickelt, das nun seinen Namen führt, welches in der Optik von grösster Fruchtbarkeit zur Erklärung verwickelter Erscheinungen sich erwiesen hat.

Denken wir uns in o, Fig. 359, ein Aethertheilchen, welches nach allen Seiten schwingend, seine Nachbartheilchen in Schwingungen versetzt hat,

Fig. 359.



so dass nach einer gewissen Zeit die Bewegung bis zu einer Kugeloberfläche mit dem Radius or_1 fortgeschritten ist. Die auf dieser Oberfläche gelegenen Aethertheilchen, z. B. die Theilchen $a, b, c, d, e, f \ldots$ übertragen nun ihre Schwingungen nicht allein in radialer Richtung, sondern jedes Theilchen wird selbst wiederum zum Mittelpunkt einer Kugelwelle, wie dies in der Figur, die einen ebenen Durchschnitt durch o darstellt, angedeutet ist. Die so entstandenen neuen Kugelwellen haben eine gemeinsame Berührungsfläche, z. B. in der Figur die Kugelfläche mit dem

Radius or_2. Aber auch die in dieser Kugelfläche gelegenen Aethertheilchen senden nach allen Richtungen Kugelwellen aus, welche nach einer gewissen Zeit wieder eine gemeinsame einhüllende Kugelfläche mit dem Radius or_3 besitzen. Doch darf man sich nicht etwa, durch die Figur verführt, zu der Vorstellung verleiten lassen, dass die Aussendung neuer Kugelwellen nur periodisch erfolge, sie findet ununterbrochen statt, denn jedes von der Bewegung ergriffene Aethertheilchen wird sofort zum Mittelpunkt einer neuen Kugelwelle, und dies gilt natürlich schon vom ersten Theilchen in o angefangen.

Man kann sich ein ungefähres Bild dieser Fortpflanzungsweise machen, wenn man sich einen dichtgedrängten Volkshaufen vorstellt, in dessen Mitte eine Nachricht auftaucht, welche sofort Wort für Wort von jedem Nachbarn allen seinen unmittelbaren Nachbarn ringsum mitgetheilt wird. Nach einer gewissen Zeit wird die Nachricht einen gewissen Kreisumfang erreicht haben und die an der Peripherie befindlichen Personen werden die erste Mittheilung auf geradem Wege längs des Radius erhalten. Hier verlässt uns aber die Analogie. Denn während in diesem Beispiele auf die erste Mittheilung auf kürzestem Wege noch viele gleiche Mittheilungen auf längeren Wegen oder Umwegen folgen werden (wenn wir nicht voraussetzen, dass jede Mittheilung von Jedem nur das erstemal befördert werde), heben sich beim Lichte die folgenden Bewegungsmittheilungen gegenseitig durch Interferenz auf, so dass nur die kürzeste geradlinige Fortpflanzung längs des Radius als wirksam überbleibt. Dass die resultirende Wellenbewegung nur längs der Radien erfolgen könne, ist leicht einzusehen, da um diese Radien herum Alles symmetrisch liegt, also stets je zwei einander unterstützende Bewegungsimpulse gleichzeitig zusammentreffen, deren Resultirende eine Wellenbewegung in der Richtung des Radius sein muss.

Eine eingehendere Darlegung des Huyghens'schen Princips und ein genauerer Nachweis, dass, ausser der Wellenbewegung längs des Radius, alle anderen durch Interferenz vernichtet werden, ist wohl nur durch Anwendung höherer Mathematik möglich.

Es fragt sich nun, ob denn diese complicirtere Vorstellungsweise vor der einfacheren, dass direct aus o nur radiale Lichtstrahlen ausgehen, einen Vorzug verdient. Wenn wir z. B. einen Schirm MM' mit einer kreisförmigen Oeffnung vom Durchmesser $m'm''$ und dahinter einen zweiten Schirm NN' aufstellen, so erhalten wir einen Strahlenkegel, dessen Spitze in o, dessen Basis ein heller Kreis in $n'n''$ ist. Diese Erscheinung würde für die einfachere Strahlentheorie sprechen, wenn sie wirklich genau so sich zeigte. Beim näheren Zusehen zeigt sich aber etwas ganz Anderes. Der helle Kreis $n'n''$ ist umgeben von einem Lichtphänomen, welches sich nur erklären lässt, indem man annimmt, dass die in der Oeffnung $m'm''$ gelegenen Aethertheilchen selbst neue Kugelwellen aussenden, die demnach weit über die Gränzen des Lichtkegels $n'on''$ hinaus Lichterscheinungen hervorrufen können. Damit

ist die einfache Annahme von wirklich existirenden geradlinigen Lichtstrahlen widerlegt.

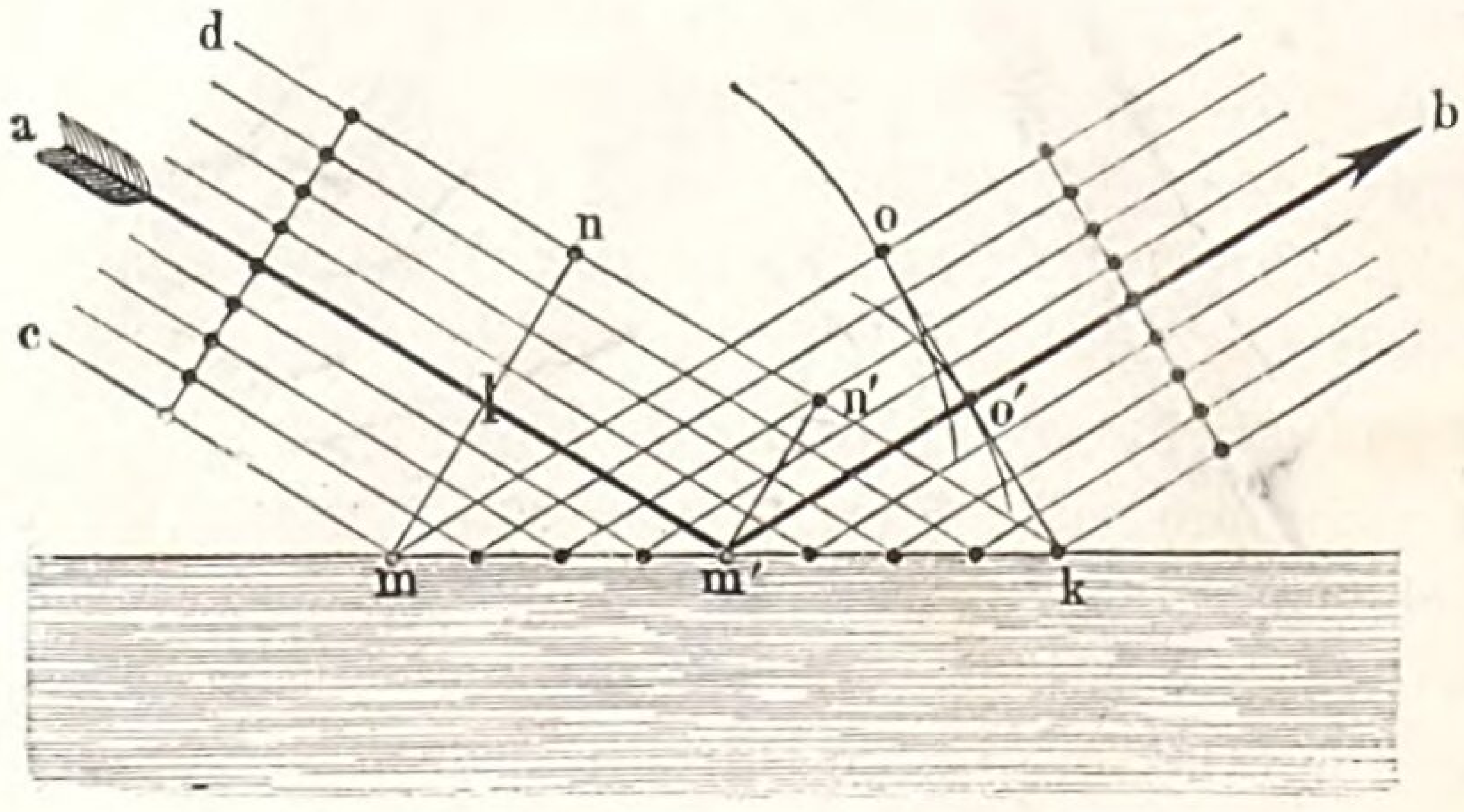
Der Lichtstrahl ist also eine Fiction, ein geometrischer Begriff, dessen Anwendung in vielen Fällen Bequemlichkeit darbietet und nicht allein zulässig ist, sondern, wie wir gesehen haben, sehr nützlich sein kann, den wir aber durch eine genauere Vorstellung ersetzen müssen, sobald wir gewisse Phänomene, wie z. B. die Beugung des Lichtes, zu erklären haben. Vorher müssen wir aber zeigen, wie sich die Undulationstheorie bei der Erklärung der Reflexion und Brechung des Lichtes bewährt.

116 **Erklärung der Spiegelung, der Brechung und der Dispersion des Lichtes durch die Undulationstheorie.** Wenn eine Lichtwelle auf irgend ein Medium trifft, in welchem die Fortpflanzungsgeschwindigkeit grösser oder kleiner ist als in dem Mittel, in welchem sie sich bis dahin fortpflanzte, so theilt sie sich in zwei Wellensysteme, von welchen das eine in das erstere Mittel zurückgeht, während das zweite Wellensystem in das andere Mittel übergeht; die Richtung beider Wellensysteme weicht von der der einfallenden Wellen ab; das eine System erzeugt die reflectirten, das andere die gebrochenen Strahlen.

Betrachten wir zunächst die Reflexion nun etwas näher.

In Fig. 360 sei *cm* ein elementarer Lichtstrahl, welcher in *m* die Trennungsfläche zweier Medien trifft; durch die Vibrationen dieses Strahles wird nun offenbar das in *m* befindliche Aethertheilchen er-

Fig. 360.



schüttert; die Vibrationen des Aethertheilchens in *m* pflanzen sich aber nach allen Seiten hin fort, gerade so, als ob *m* selbst ein leuchtender Punkt wäre. Man sollte demnach meinen, dass sich von *m* aus nach allen Seiten hin Lichtstrahlen verbreiten würden; gewissermaassen ist dies auch der Fall, aber die Vibrationen eines einzigen elementaren Strahles bringen für sich noch keine merkliche Wirkung hervor; das, was wir einen wirksamen Lichtstrahl nennen, besteht aus einer Reihe paralleler elementarer Strahlen, in welchen die entsprechenden Theilchen sich in gleichen

Schwingungszuständen befinden, so dass sich ihre Vibrationen gegenseitig unterstützen.

Es sei nun am' ein zweiter, dk ein dritter elementarer Lichtstrahl, welcher von derselben Lichtquelle kommt; wenn dies Lichtquelle hinlänglich weit entfernt ist, so können die Strahlen cm, am', dk als parallel, und die durch m und n gehende Wellenoberfläche zwischen m und n als eben betrachtet werden. Diese ebene Welle wird nun in m zuerst, später in m' und noch später in k die trennende Oberfläche treffen. Während nun die ebene Welle von n bis k fortschreitet, verbreitet sich von dem schon früher getroffenen Punkte m aus eine sphärische Welle, deren Halbmesser mo der Entfernung nk gleich ist. Denken wir uns ferner $m'n'$ parallel mit mn gezogen, so wird die von m' ausgehende Elementarwelle eine Kugeloberfläche erreichen, deren Radius $m'o'$ gleich $n'k$ ist, während der obere Strahl von n' nach k geht. Auf dieselbe Weise werden nun von allen zwischen m und k liegenden Punkten elementare Kugelwellen ausgehen, und eine Fläche, welche alle diese elementaren Kugelwellen gleichzeitig berührt, ist die Oberfläche der reflectirten Welle.

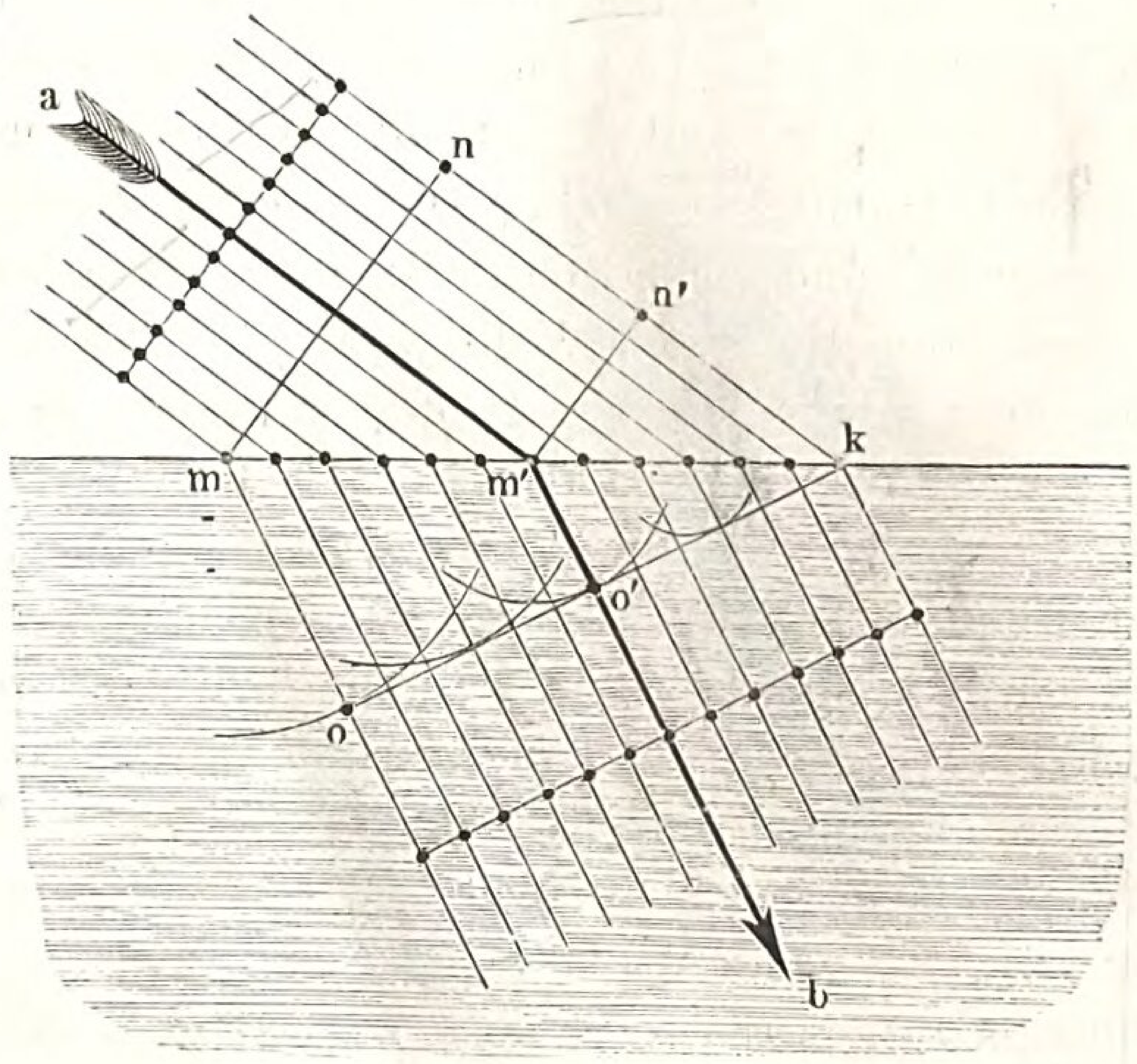
Da sich nun mo und $m'o'$ verhalten wie mk und $m'k$, so ist klar, dass die Fläche ko, welche alle entsprechenden elementaren Kugelflächen berührt, eben ist. Diese reflectirte Welle schreitet nun parallel mit sich selbst fort, und die Richtung der Lichtstrahlen, welche sie erzeugt, ist rechtwinklig auf ok; das reflectirte Lichtbündel wird durch die elementaren, durch m, m' und k gehenden auf ok rechtwinkligen Strahlen und die dazwischen liegenden gebildet, welche sich gegenseitig unterstützen, also einen wirksamen Lichtstrahl bilden, weil die entsprechenden Aethertheilchen, wie etwa die durch eine Punktreihe bezeichneten, sich stets in gleichen Schwingungszuständen befinden.

Das Dreieck mnk ist dem Dreieck mok gleich, denn mk ist beiden gemeinschaftlich, $nk = mo$ und der Winkel bei o gleich dem bei n, denn beide sind rechte; daraus folgt nun aber, dass der Winkel nkm gleich ist dem Winkel omk, d. h. dass die einfallenden und reflectirten Strahlen gleiche Winkel mit der spiegelnden Ebene machen. Das Spiegelungsgesetz ergiebt sich also als eine nothwendige Folge aus der Undulationstheorie.

Das Brechungsgesetz lässt sich auf ganz ähnliche Weise ableiten. Es sei in einem bestimmten Momente mn, Fig. 361 (a. f. S.), die Lage der einfallenden ebenen Welle; in demselben Momente, in welchem die ebene Welle in n ankommt, wird m der Mittelpunkt eines sphärischen Wellensystems, welches sich auch in dem anderen Mittel verbreitet; weil aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in dem neuen Medium eine andere ist, so entsteht aus den Elementarwellen ein neues Wellensystem. Während sich nämlich die einfallende Welle von n bis k fortbewegt, gelangt die von m ausgehende entsprechende Elementarwelle bis zu der Oberfläche einer Kugel, deren Radius mo kleiner ist als nk, wenn

das zweite Mittel stärker brechend ist als das erste. Die einfallende ebene Welle kommt auch gleichzeitig in m' und n' an, und während sie

Fig. 361.



von n' bis k fortgeht, verbreitet sich die entsprechende elementare Welle von m' bis zu der Oberfläche einer Kugel, deren Halbmesser $m'o'$ sich zu mo verhält wie $n'k$ zu nk. Alle die von den verschiedenen, zwischen m und k liegenden Punkten ausgehenden sphärischen Elementarwellen, welche von derselben einfallenden ebenen Welle herrühren, werden also sämmtlich durch eine und dieselbe Ebene $ko'o$ berührt, und parallel mit dieser Ebene pflanzt sich die gebrochene Welle fort.

Die Längen nk und mo verhalten sich wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Lichtwellen in den beiden Mitteln, sie stehen also unter einander in einem constanten Verhältnisse; nehmen wir nun aber die Länge mk zur Längeneinheit, so ist

$$nk = sin\ nmk$$

und

$$mo = sin\ mko;$$

wir sehen also, dass der Undulationstheorie zufolge die Sinus der Winkel nmk und mko, d. h. die Sinus der Winkel, welche die einfallende und die gebrochene Welle mit der brechenden Fläche machen, in einem constanten Verhältnisse stehen müssen. Es ist aber der Winkel, welchen die einfallende Welle mit der brechenden Oberfläche macht, gleich dem Einfallswinkel, der Winkel aber, welchen die gebrochene Welle ko mit der brechenden Fläche macht, gleich dem Brechungswinkel; folglich muss nach der Undulationstheorie der Sinus des Brechungswinkels zum Sinus des Einfallswinkels in einem constanten Verhältnisse stehen, was auch mit der Erfahrung vollkommen übereinstimmt.

Der gleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit hoher und tiefer Töne entsprechend, pflanzen sich auch in den Himmelsräumen sowohl als auch (wenigstens sehr nahe) in der atmosphärischen Luft die Strahlen aller Farben mit gleicher Geschwindigkeit fort, die Wellenlänge ist also der Schwingungsdauer proportional.

Dies ist nun aber für Medien von grösserer Aetherdichtigkeit (Wasser, Glas u. s. w.) nicht mehr der Fall. Beim Eintritt in dieselben erleiden die Aetherwellen, wie sich aus der Brechung des Lichtes ergiebt, eine Verkürzung; die stärkere Brechung der Strahlen von grösserer Vibrationsgeschwindigkeit beweist uns aber, dass dieselben eine verhältnissmässig bedeutendere Verkürzung erleiden als die von geringerer Vibrationsgeschwindigkeit. In dichteren Medien pflanzen sich also die Strahlen verschiedener Farben um so langsamer fort, je grösser ihre Vibrationsgeschwindigkeit ist. In Wasser oder in Glas z. B. pflanzen sich also die rothen Strahlen schneller als die grünen und diese wieder schneller als die violetten fort.

Nach Cauchy (Mémoire sur la dispersion de la lumière, Prag 1836) ist die Dispersion des Lichtes mechanisch dadurch zu erklären, dass die Wirkungssphäre der einzelnen Aethertheilchen im Verhältniss zur Wellenlänge eine namhafte Grösse hat. Seine Untersuchungen führten ihn zu der Seite 166 mitgetheilten Formel für den Brechungsquotienten. Auf die Abänderung dieser Formel durch Christoffel und die neueren Dispersionstheorien von Briot und von Ketteler können wir hier leider nicht eingehen.

Geschwindigkeit des Lichtes in Luft und in Wasser. 117

Wie wir soeben gesehen haben, erfahren die Lichtwellen beim Eintritt aus Luft in ein stärker brechendes Medium, z. B. in Wasser, eine Verkürzung, für Wasser muss also der Undulationstheorie zufolge die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes geringer sein als für Luft, während der Emissionstheorie zufolge, welche die Brechung durch eine Anziehung erklärt, welche die Atome der brechenden Substanz auf die Lichttheilchen ausüben, die Geschwindigkeit des Lichtes in Wasser grösser sein müsste als in Luft.

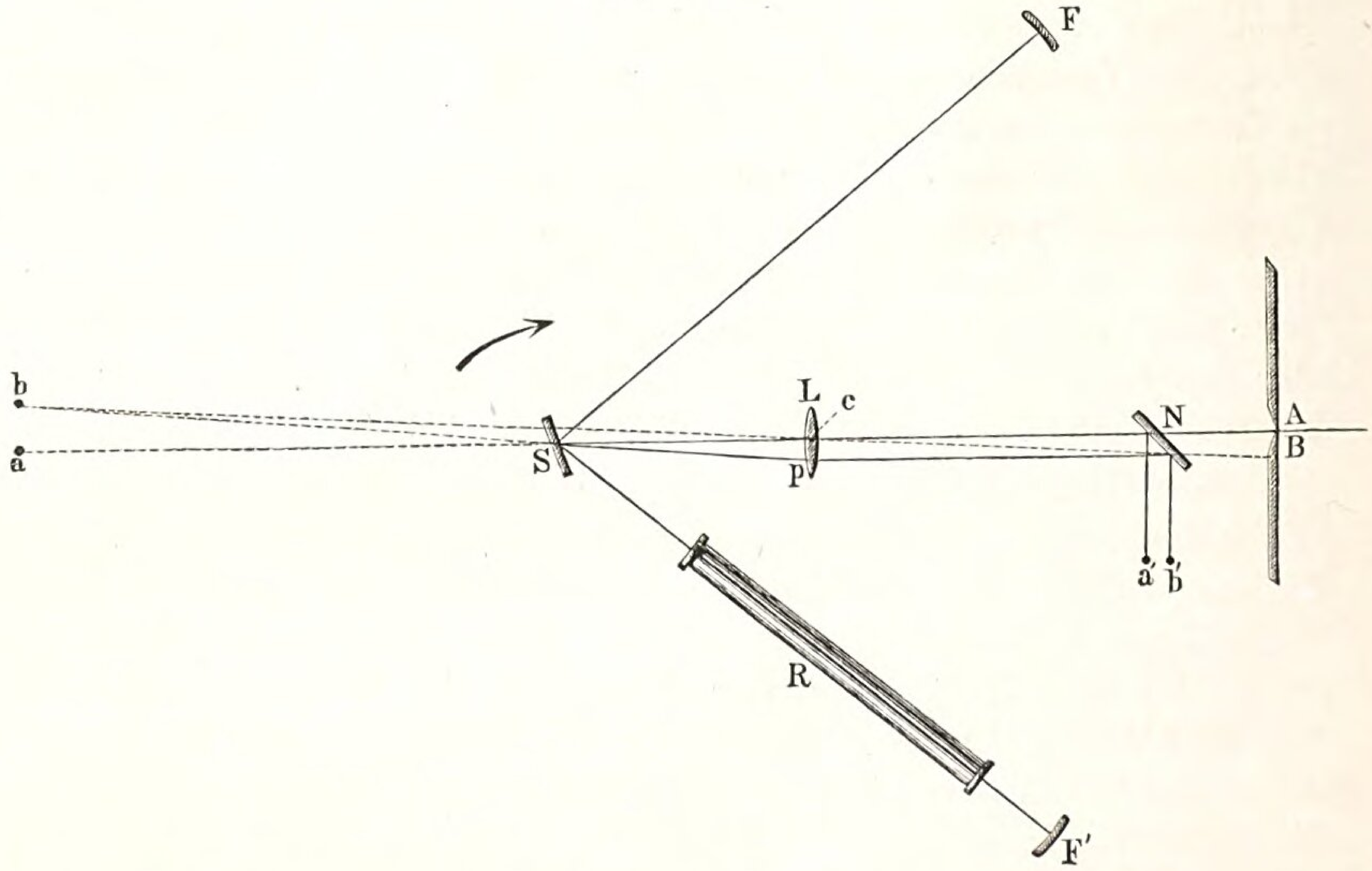
In §. 2, S. 9 haben wir bereits die von Arago 1838 vorgeschlagene, von Foucault 1865 ausgeführte Methode der Messung der Lichtgeschwindigkeit der Hauptsache nach angedeutet. Dieselbe Methode eignet sich nun insbesondere auch zur Entscheidung der Frage, ob das Licht in Luft schneller oder langsamer sich fortpflanze, als in Wasser, also ob die Undulationstheorie in dieser Richtung bestätigt werde oder die Emissionstheorie. Wir wollen den zu diesem Zweck ausgeführten Versuch von Foucault nun näher beschreiben.

Ein Bündel Sonnenstrahlen, welches von dem Spiegel eines Heliostaten reflectirt worden ist, dringt durch eine kleine quadratische Oeff-

nung bei A, Fig. 362, in ein dunkles Zimmer ein und wird von einer Linse L aufgefangen, welche bei a ein Bild der quadratischen Oeffnung entwerfen würde, wenn die von der Linse austretenden Strahlen nicht unterwegs aufgefangen würden.

Nun aber befindet sich in einiger Entfernung von der Linse L ein verticaler Planspiegel S (die Ebene unserer Figur ist also eine Horizon-

Fig. 362.



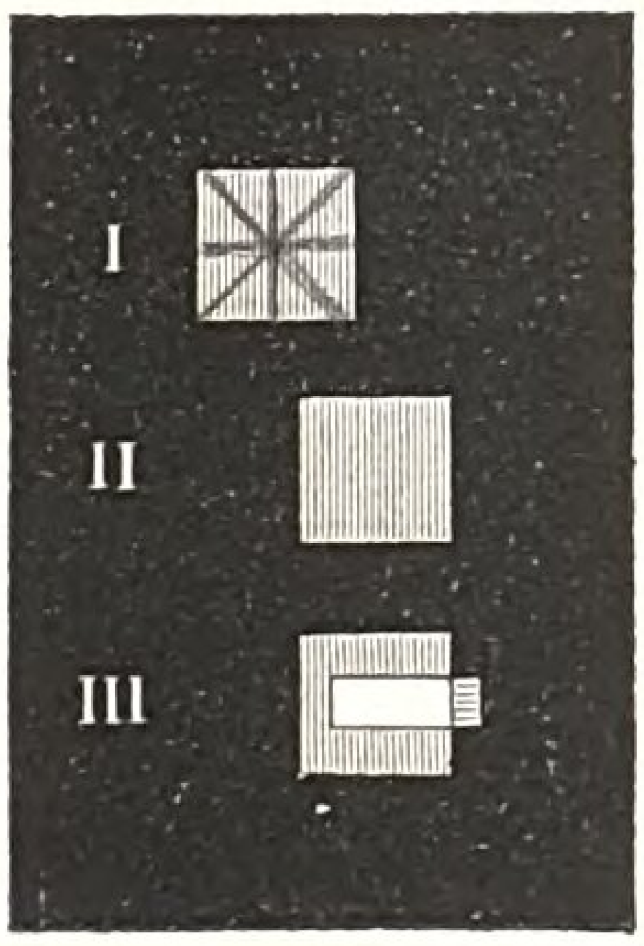
talebene), welcher den nach a convergirenden Strahlenkegel so reflectirt, dass das Bild der quadratischen Oeffnung bei F entsteht ($SF = Sa$). Bei F aber ist ein kleiner Hohlspiegel angebracht, dessen Krümmungsmittelpunkt in der Mitte des Spiegels S liegt; demnach wird der von der Linse L kommende und nach der Reflexion auf S gegen F convergirende Strahlenkegel vom Hohlspiegel F so zurückgeworfen, dass der reflectirte Strahlenkegel mit dem einfallenden coincidiren. Nach einer zweiten Reflexion durch den Planspiegel S wird also der Strahlenkegel so divergiren, als ob er von a käme. Die von F zurückkehrenden und von S zum zweitenmale reflectirten Strahlen werden also durch die Linse L in A zu einem Bilde der quadratischen Oeffnung vereinigt, welches mit dem Object selbst zusammenfällt.

Die von der Linse gegen A convergirenden Strahlen treffen aber bei N auf eine Platte von Spiegelglas, welche sie so reflectirt, dass das Bild der quadratischen Oeffnung bei a' entsteht. In Fig. 363 mag Nr. I in vergrössertem Maassstab das Bild darstellen, wie es unter den erwähnten Umständen in a' beobachtet wird.

Nun aber ist der Spiegel S, welchen wir bisher als ruhend betrachtet haben, so gefasst, dass er um seine verticale (in unserer Figur also zum Punkt verkürzte) Mittellinie sehr rasch und zwar in der Rich-

tung des Pfeils umgedreht werden kann. Während jeder Umdrehung wird er also nur in einem Momente Strahlen nach dem Hohlspiegel F senden, das von N reflectirte Bild kann also bei jeder Umdrehung des Spiegels S nur einmal aufblitzen. Der Eindruck eines solchen Blitzes bleibt aber im Auge bis zum nächsten, und so combiniren sich die rasch auf einander folgenden Blitze zu einem constant erscheinenden, wenn auch etwas schwächer erleuchteten Bilde der quadratischen Oeffnung, welches jedoch in Folge der Rotation des Spiegels etwas von der Stelle verrückt erscheint, an welcher man es bei stillstehendem Spiegel S beobachten würde.

Fig. 363.



Diese Verrückung des Bildes erklärt sich aus folgender Betrachtung: Wenn in einem bestimmten Moment der rotirende Spiegel in die entsprechende Stelle kommt, so reflectirt er einen Strahlenkegel nach dem Hohlspiegel F. Während aber das Licht sich von S nach F und von F nach S zurück fortpflanzt, hat sich der Spiegel um einen kleinen Winkel x gedreht, und deshalb wird die Axe des von F nach S zurückkehrenden Strahlenkegels durch den Planspiegel S nicht wieder nach A hin, sondern in einer Richtung Sp reflectirt, welche einen Winkel $2x$ mit der ursprünglichen Richtung SA macht.

Der vom Planspiegel S gegen die Linse L reflectirte Strahlenkegel divergirt also ebenso, als ob er von einem Punkte b käme, welcher auf der Verlängerung von pS von S um eine Länge Sb absteht, welche gleich Sa und gleich SF ist. Die von b aus divergirenden und auf die Linse L fallenden Strahlen werden aber durch dieselbe nach B hin convergirend gemacht und durch den Spiegel N so reflectirt, dass das Bild der quadratischen Oeffnung bei b' entsteht.

Bei rascher Rotation des Spiegels S in der angegebenen Richtung erscheint also das von N reflectirte Bild der quadratischen Oeffnung von der Stelle, wo man es bei stillstehendem Spiegel S sehen würde, nach der rechten Seite hin verschoben, wie dies Nr. II in Fig. 363 andeutet.

Suchen wir nun die Grösse dieser Verschiebung zu bestimmen.

Bezeichnen wir den Weg, welchen das Licht in 1 Secunde zurücklegt (in Metern ausgedrückt) mit V, so ist die Zeit t, welche das Licht braucht, um sich von S nach F und von F zurück nach S fortzupflanzen:

$$t = \frac{2(e-l)}{V},$$

wenn die Länge ca gleich e und cS gleich l, also $SF = Sa = e - l$ ist. Wenn nun der Spiegel S in 1 Secunde n Umdrehungen macht, zu einer Umdrehung also $\frac{1}{n}$ Secunde gebraucht wird, so ist der Bogen φ,

welchen ein Radius von der Länge 1 in der Zeit t beschreibt,

$$\varphi = 2 \pi n t \text{ oder } \varphi = \frac{4 \pi n (e - l)}{V},$$

wenn für t sein obiger Werth gesetzt wird.

Da nun aber der Winkel cSp, also auch bSa doppelt so gross ist, als der Winkel, um welchen der Spiegel S sich in der Zeit t dreht, so ist der Bogen dieses Winkels für den Radius 1 gleich 2φ, mithin ist der Bogen ab, den wir mit d bezeichnen wollen,

$$d = 2 \varphi (e - l) = \frac{8 \pi n (e - l)^2}{V}.$$

Bezeichnen wir die Verschiebung $a'b'$, welche gleich AB ist, mit δ und die Länge cA mit ε, so ergiebt sich aus der Vergleichung der Dreiecke AcB und acb

$$\delta = d \frac{\varepsilon}{e}$$

oder endlich

$$\delta = \frac{8 \pi n (e - l)^2 \varepsilon}{V . e}.$$

Bei Foucault's Versuchen (Annal. de chim. et de physique, 3. sér. t. XLI, p. 129) war $\varepsilon = 3$ m, die Brennweite der Linse war 1·9 m, also $e = 5{\cdot}1818$ m; ferner von $l = 1{\cdot}1818$ m also $(e - l) = 4$ m. Da nun $V = 308\,000\,000$, so ergiebt sich für $n = 1000$

$$\delta = \frac{8 \,.\, 3{\cdot}1415 \,.\, 1000 \,.\, 16 \,.\, 3}{5{\cdot}1818 \,.\, 308\,000\,000} = 0{\cdot}0007558 \text{ m} = 0{\cdot}7558 \text{ mm},$$

eine Grösse der Verschiebung, welche noch sehr gut beobachtet werden kann.

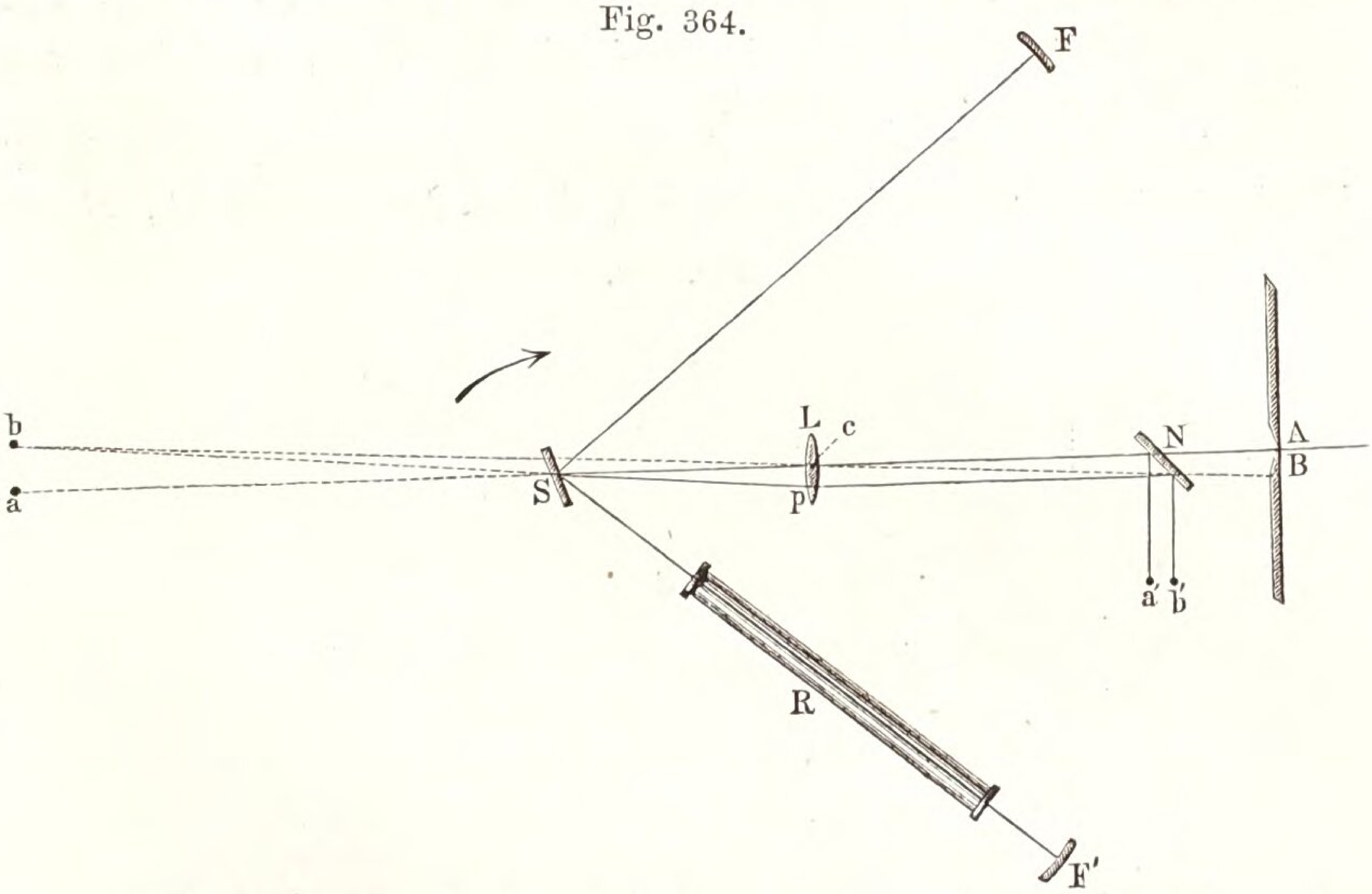
Um nun aber zu ermitteln, ob sich das Licht schneller in Luft oder in Wasser fortpflanze, wurde auf der anderen Seite von SA, Fig. 364, in F' symmetrisch zu F, ein zweiter jenem gleicher Hohlspiegel angebracht und zwischen S und F' eine 2 m lange mit Wasser gefüllte, an beiden Enden mit Glasplatten geschlossene Röhre aufgestellt.

Dieser zweite Hohlspiegel F' liefert nun ein zweites Bild der quadratischen Oeffnung A, welches mit der ersten vollständig zusammenfallen muss, wenn das Licht sich in Wasser eben so schnell, welches dagegen noch etwas weiter verschoben erscheinen muss als das erste, wenn das Licht sich in Wasser langsamer fortpflanzt als in Luft.

Um das von F' kommende Bild von demjenigen unterscheiden zu können, welches durch die Reflexion auf F erzeugt wird, ist in der Nähe des Spiegels S auf dem Wege nach F' hin eine Art Blendung so angebracht, dass das obere und das untere Drittel der quadratischen Oeffnung dadurch verdeckt wird, also nur das mittlere Drittel des Bildes sichtbar bleibt, welches vom Spiegel F' herrührt.

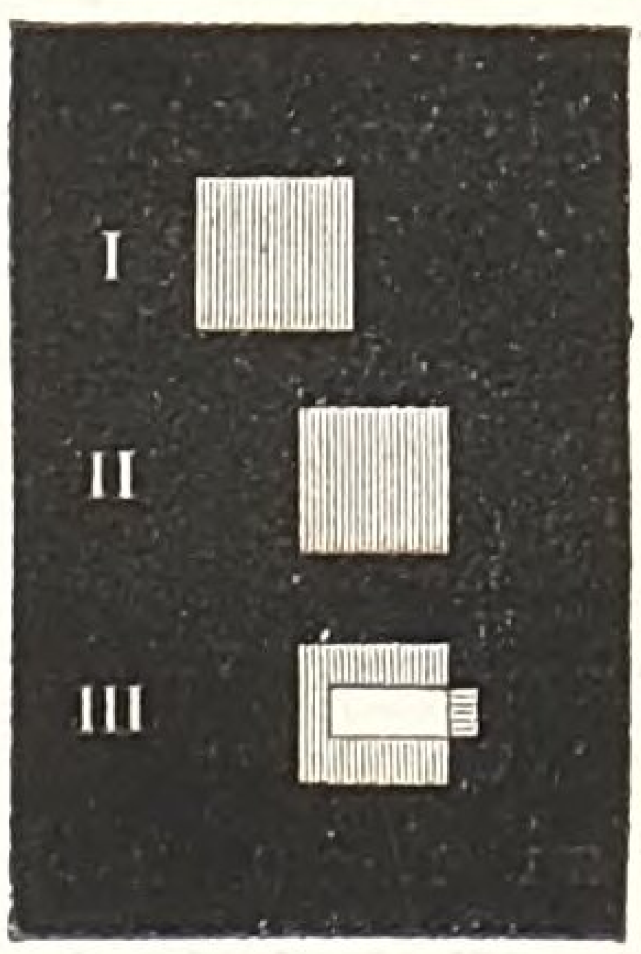
Wird nun der Versuch bei der oben beschriebenen Anordnung ausgeführt, so erscheint das von dem Spiegel F' herrührende Bild in der

Fig. 364.



Art, wie es Nr. III in Fig. 365 andeutet, noch weiter verschoben als das andere; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes ist also in der That für Wasser geringer als für Luft, ein Resultat, welches mit der Emanationstheorie unvereinbar ist.

Fig. 365.



Für 1000 Umdrehungen geben 8 m Luft (2 mal SF) eine Verschiebung des Bildes von 0·7558 mm; 4 m Luft würden also eine Verschiebung von 0·3779 mm geben. Da nun der Brechungsquotient aus Luft im Wasser $\frac{4}{3}$ ist, so wird also die Verschiebung, welche einen 4 m langen Weg durch Wasser (2 mal die Länge der Röhre R) bewirkt, $\frac{4}{3} \cdot 0{\cdot}3779 = 0{\cdot}5038$ mm betragen. Das von F' herrührende schmale Mittelbild wird also um 0·5038 — 0·3779 = 0·1259 mm weiter verschoben sein als das Bild der ganzen quadratischen Oeffnung, welches von den durch den Hohlspiegel F reflectirten Strahlen herrührt.

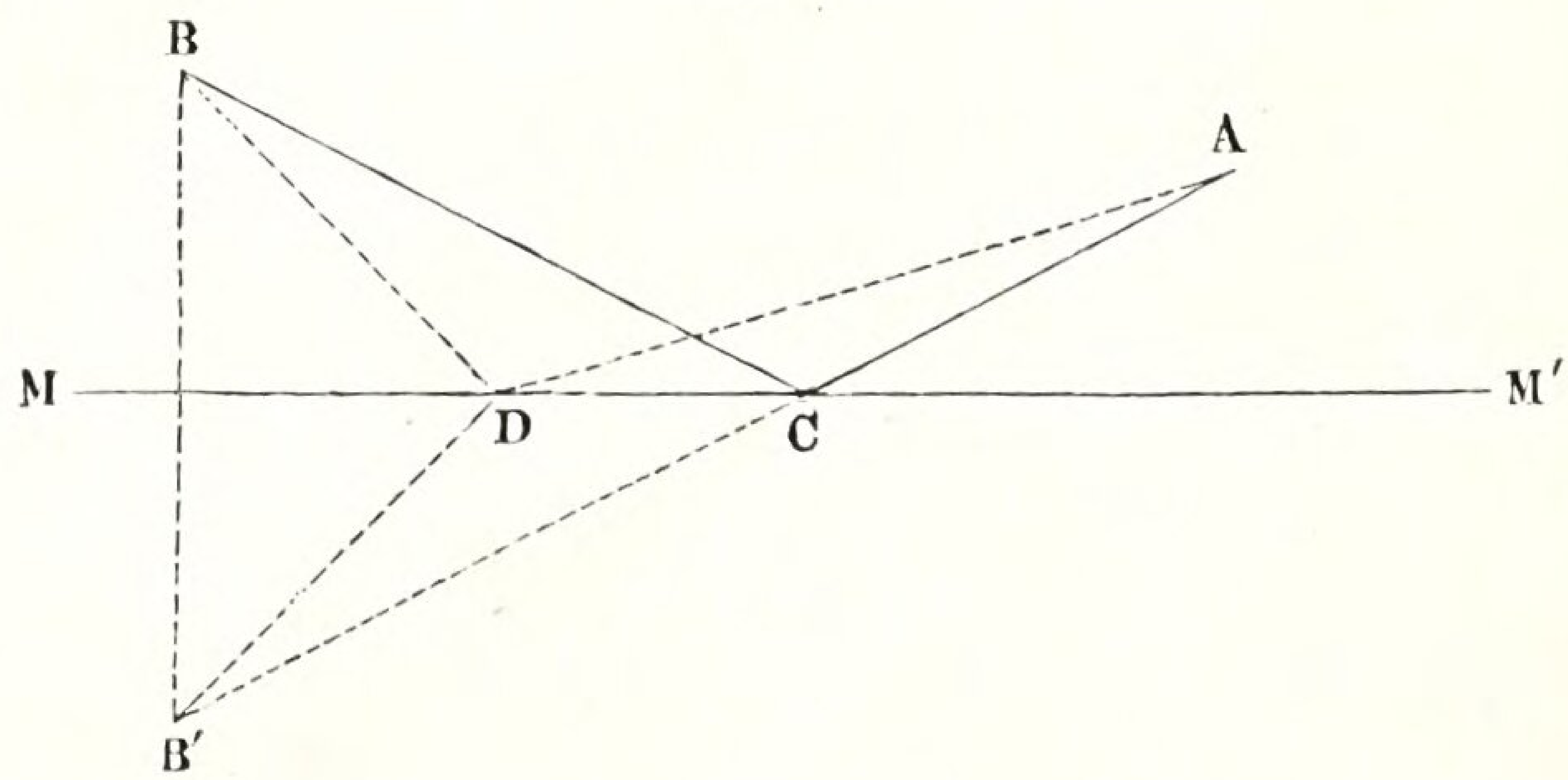
Mechanische Bedeutung und Darstellung der Reflexions- und Brechungsgesetze. Sätze von Heron und Fermat. 118

Die Gesetze über die Reflexion und die Brechung des Lichtes, welche wir zuerst als empirische Regeln kennen gelernt, dann durch die Undulationstheorie erklärt haben, lassen sich in eine sehr einfache gemeinschaftliche Fassung bringen, welche für die Reflexion zuerst von Heron,

für die Brechung von Fermat ausgesprochen wurde. In dieser Fassung lautet das Gesetz folgendermaassen: Das Licht, welches durch Spiegelung oder Brechung von einem Punkte zu einem andern gelangt, geht dabei denjenigen Weg, welcher am schnellsten zum Ziele führt.

Bei der Reflexion ist dies unmittelbar einleuchtend. Stellt MM' in Fig. 366 die spiegelnde Fläche dar, A den Ausgangspunkt, B den

Fig. 366.



Zielpunkt, B' das Spiegelbild von B, so ist die Gerade AB' die kürzeste Verbindung von A und B', also auch $AC + CB$ die kürzeste durch Reflexion zurückzulegende Wegstrecke zwischen A und B; denn jeder andere Weg, z. B. $AD + DB = AD + DB'$ umfasst zwei Seiten des Dreiecks ADB', welche stets zusammen genommen länger sind als die dritte Seite AB'. Bei der Reflexion ist also der vom Lichte zurückgelegte Weg der kürzeste und wegen der nach allen Richtungen gleichen Geschwindigkeit in isotropen Medien auch der schnellste.

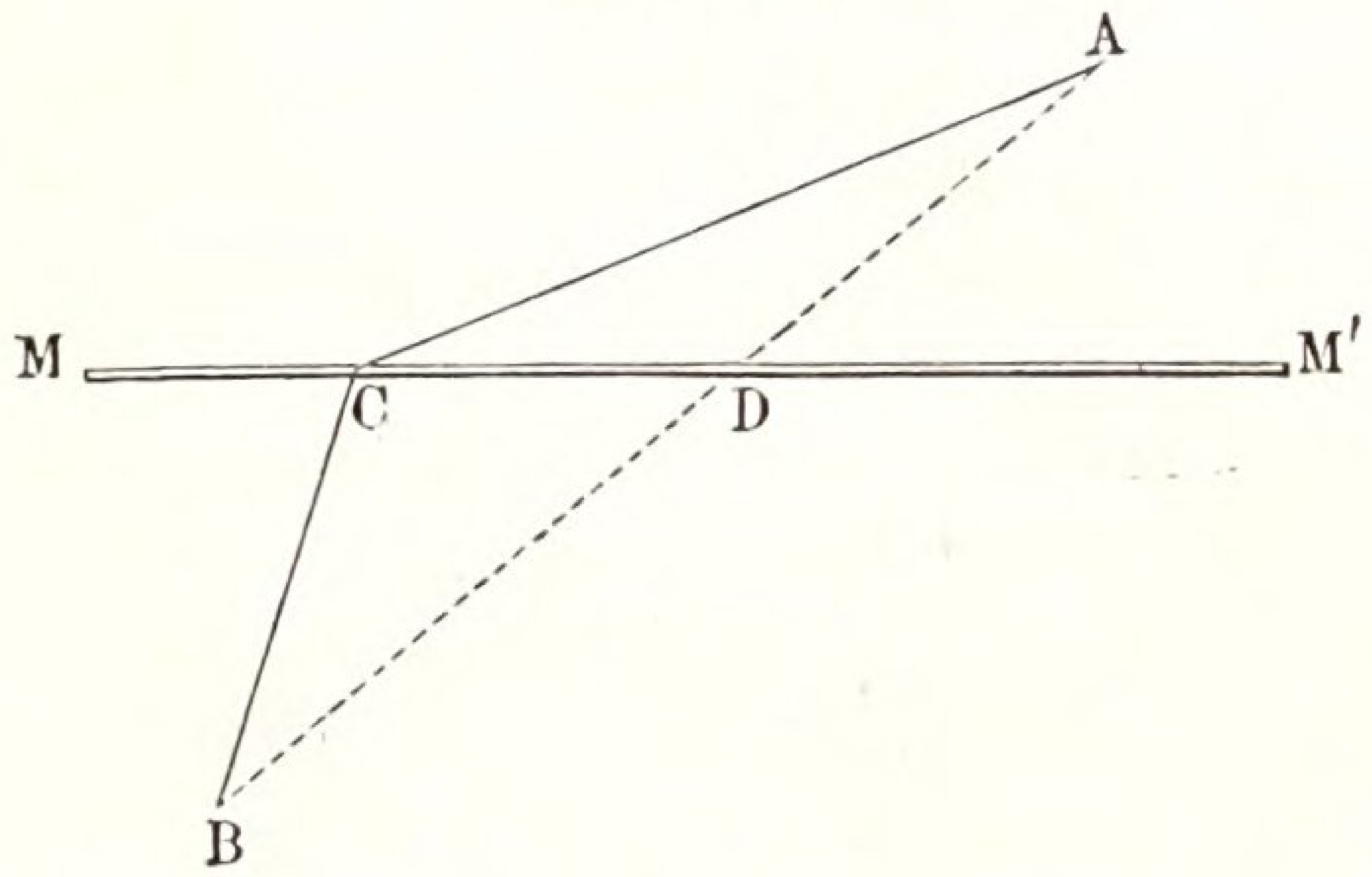
Weniger übersichtlich erscheint der Satz für die Brechung. Da der mathematische Nachweis in diesem Fall zwar nicht schwierig, aber, wenn streng, immerhin etwas umständlich ist, so wollen wir versuchen, auf einem Umwege zum Ziele zu kommen, welcher uns den Vortheil bietet, dass wir dabei eine interessante Beziehung zu einem mechanischen Problem kennen lernen. Denken wir uns folgende Aufgabe gestellt:

MM', Fig. 367, sei ein schmaler geradliniger Canal auf freiem Felde. Ein in A befindlicher Mann solle in der möglichst kürzesten Zeit nach einem Punkte C am Canale und von dort nach B eilen. Es werde ferner angenommen, dass das Terrain jenseits der Linie MM' unwegsamer sei, so dass deshalb die Geschwindigkeit von C an auf ein Drittel reducirt werde Es soll also der geeignetste Punkt C zur Uebersetzung der Linie MM' gesucht werden, für welchen die Zeitdauer auf beiden Wegstrecken $AC + CB$ am kleinsten ist.

(Statt der Annahme, dass das neue Terrain unwegsamer sei, könnte auch die andere gesetzt werden, dass der Mann vom Canal an mit Was-

ser belastet und deshalb nur mit $\frac{1}{3}$ der Geschwindigkeit gegen C sich bewege.)

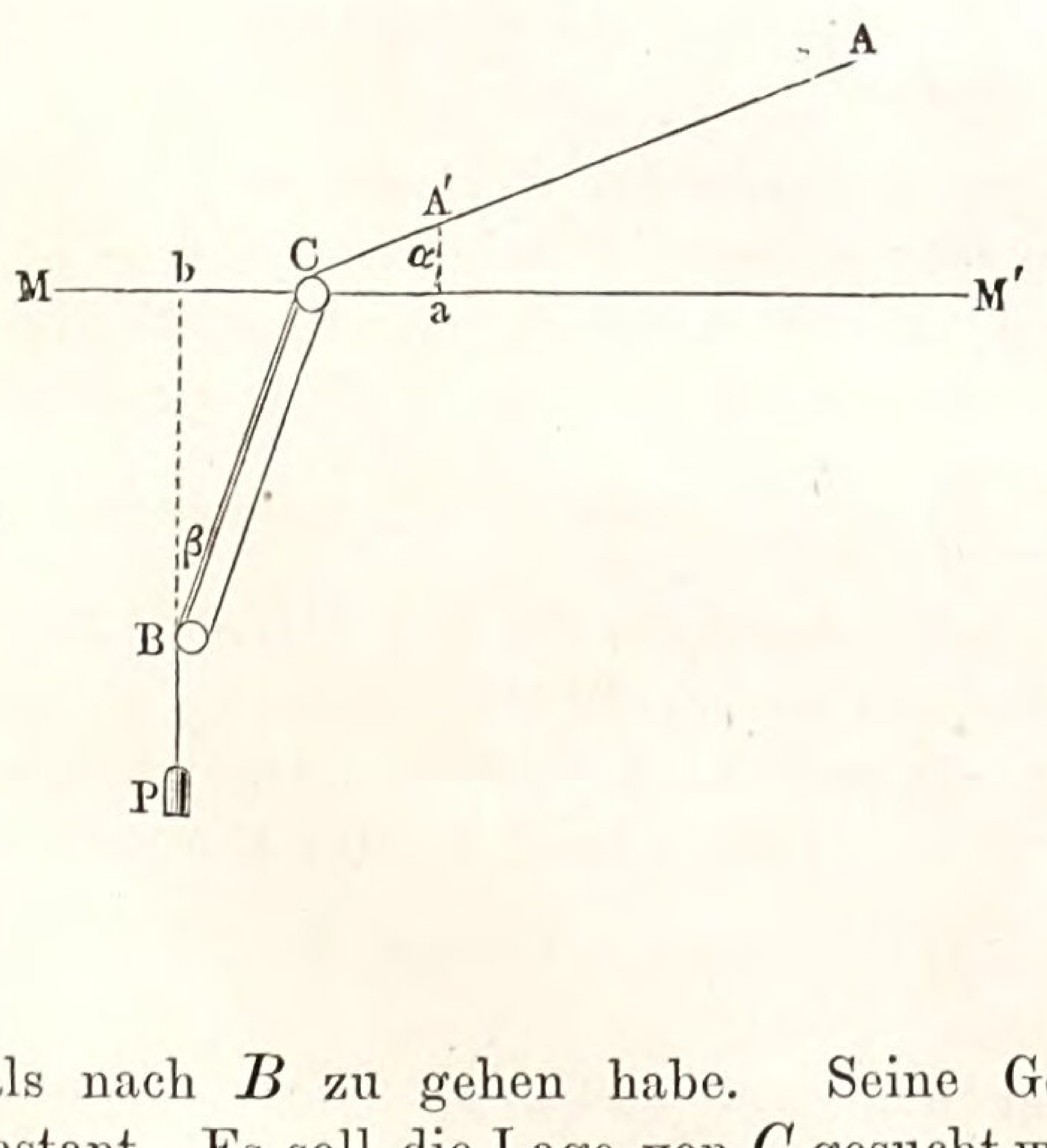
Fig. 367.



Zunächst ist einleuchtend, dass die gerade Verbindung AB, welche den kürzesten Weg darstellt, diesmal nicht mehr zugleich der schnellste Weg ist, wenn nicht zufällig AB senkrecht auf MM' zu liegen kommt. Rückt man nämlich den Durchschneidungspunkt D allmälig in der Richtung gegen M, so wird die Summe der Wege $AD + DB$ zwar grösser, aber während die schneller passirbare Strecke AD zunimmt, wird die schwieriger passirbare Strecke DB kürzer. Der letztere Vortheil überragt den ersteren Nachtheil. Rückt man den Punkt D immer weiter, so kommt er endlich in eine Lage C, von wo an umgekehrt die Zeitversäumniss in Folge der Verlängerung von AD überwiegend werden würde über die Zeitersparniss in Folge der Verkürzung von DB.

Wir können uns nun die Bedingung, dass die Geschwindigkeit längs CB nur $= v_2 = \frac{v_1}{3}$ sei, während sie längs $AC = v_1$ ist, ersetzt denken

Fig. 368.



durch die andere Bedingung, dass der Weg CB dreimal zurückzulegen sei, hingegen der Weg AC nur einmal, wobei die Geschwindigkeit beide Male $= v$ sei. In Bezug auf die verbrauchte Zeit ist es ja einerlei, ob ein Weg dreimal oder nur einmal, aber mit $\frac{1}{3}$ der Geschwindigkeit, zurückgelegt werde. Wir könnten also die Aufgabe so fassen, dass der Mann von A aus nach C, von dort nach B, dann zurück nach C, dann nochmals nach B zu gehen habe. Seine Geschwindigkeit bleibe dabei constant. Es soll die Lage von C gesucht werden, damit die Summe die-

ser Wege am kleinsten, mithin die Zeit am kürzesten ausfalle. Diese Aufgabe können wir nun durch ein mechanisches Hilfsmittel folgendermaassen lösen. Längs der Horizontalen MM' (Fig. 368) sei eine Rolle C frei beweglich. Eine in A vertical über MM' befestigte Schnur werde über die Rolle C, dann über die fixe Rolle B, dann zurück und nochmals um die Rolle C, dann wieder über B gelegt und durch ein Gewicht P gespannt. Offenbar wird durch die Belastung die Schnur möglichst angezogen, also das ganze zwischen A und B ausgespannte Stück so kurz als möglich gemacht. Die Rolle C wird jene Lage annehmen, welche dieser Bedingung genügt. Andererseits wissen wir, da jede Schnurstrecke die gleiche Spannung $= P$ erfährt, dass die Spannung zwischen Rolle C und Punkt A gleich P, die zwischen Rolle C und Punkt $B = 3\ P$ ist. Die beiden Spannungen P und $3\ P$ müssen nun längs CM' und CM gleiche Componenten haben, sobald Gleichgewicht eintreten soll, mithin muss, wenn wir diese gleichen Componenten durch $Ca = Cb$ darstellen, die Grösse von P und $3\,P$ durch die Strecken CA' und CB gegeben sein und es muss gelten:

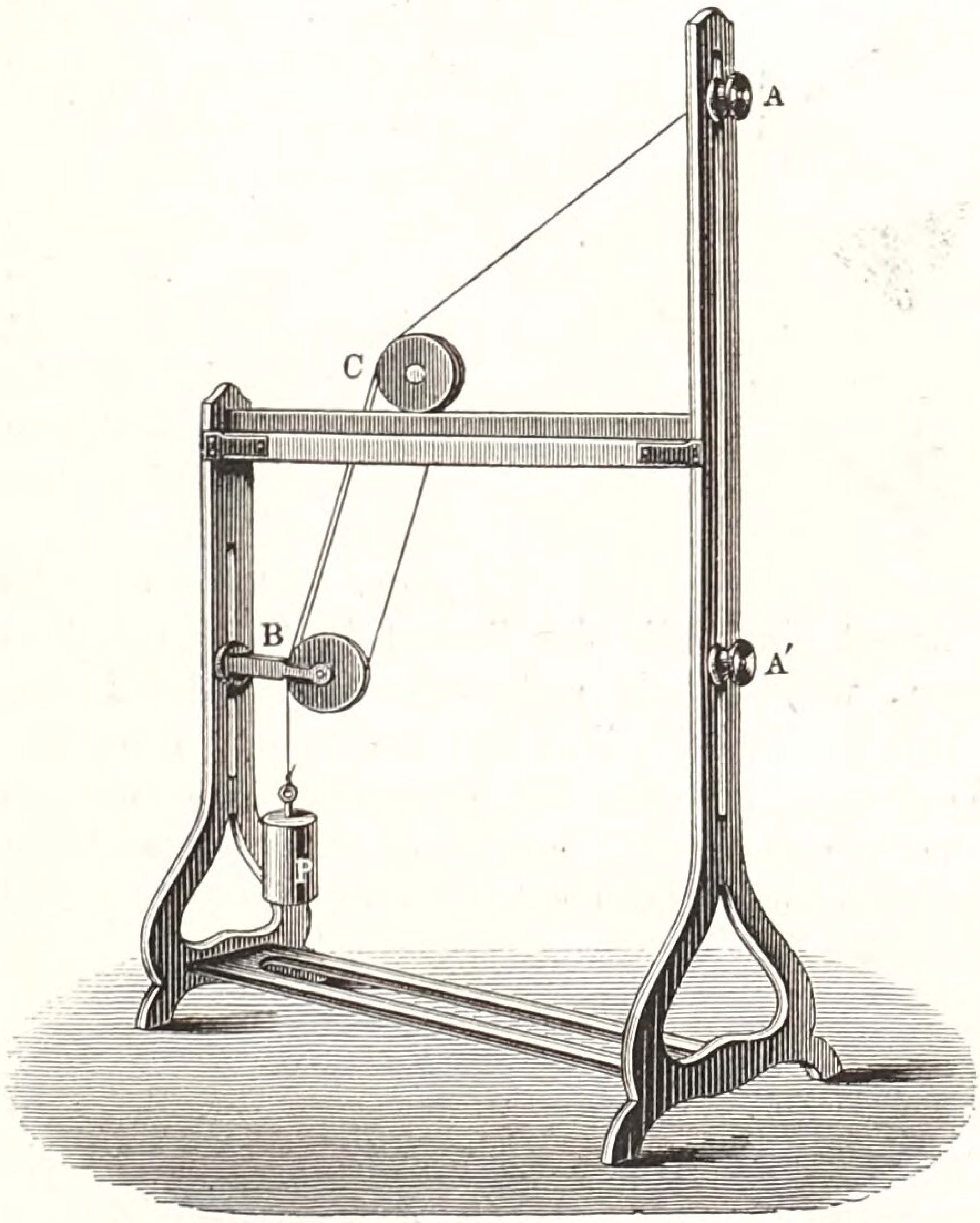
$$P\ .\ \sin\alpha = 3\,P\ \sin\beta,\ \text{ also }\ \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = 3.$$

Fig 369 zeigt in perspectivischer Ansicht den von Prof. Mach (Carl's Rep. Bd. 7, S. 376) zur Versinnlichung dieses Satzes construirten Apparat, der nach dem Vorgetragenen bereits verständlich ist. Soll der Versuch gut gelingen, so müssen die Rollen B und C aus so vielen einzelnen unabhängig drehbaren Scheiben bestehen, als Schnurtheile darüber gezogen werden, weil jede Scheibe mit einer andern Geschwindigkeit gedreht wird. Man sieht sogleich, wie der Versuch abzuändern wäre, um für ein anderes Geschwindigkeitsverhältniss als 3 : 1 zu gelten. Auch das Reflexionsgesetz lässt sich damit darstellen, indem man die Schnur einfach von B über C nach A' spannt.

Der Rückschluss von diesem mechanischen Versuche zum optischen Gesetze der Brechung ist nun sehr einfach. Würde das Licht im obern Medium den Weg $A\,C$ Einmal, im untern mit gleicher Geschwindigkeit den Weg CB dreimal machen müssen, so käme es ebenfalls am schnellsten von A nach B, wenn $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = 3$. Statt dessen denken wir uns dann dieselben Wege nur je Einmal, aber dafür den Weg CB mit $\frac{1}{3}$ der Geschwindigkeit gemacht; es muss dann dieselbe Bedingung für die kürzeste Zeit gelten. Setzen wir dann allgemein statt des Geschwindigkeitsverhältnisses 3 : 1 das n : 1, so folgt als Bedingung für das Minimum der Zeit: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$, wobei n den Brechungsquotienten, das ist das Verhältniss der Lichtgeschwindigkeiten im 1. und 2. Medium: $\frac{v_1}{v_2}$ bedeutet.

Wenn wir sagen würden, dass das Licht bei der Reflexion und Brechung stets nur den Weg kürzester Zeit betrete, so wäre dies, strenge genommen, nicht ganz richtig. Mit Rücksicht auf das oben erörterte Huyghens'sche Princip müssen wir vielmehr sagen: Das Licht betritt alle Wege und kann auf jedem Wege von einem Punkte zum anderen gelangen, aber nur jene Lichtbewegungen erreichen wirksam ihr Ziel, welche den Weg kürzester Zeit eingeschlagen haben, da die anderen durch Interferenz aufgehoben werden. (Siehe Prof. Mach's Anmerkung S. 88 im Bande LXVII der Wiener Academieberichte.)

Fig. 369.



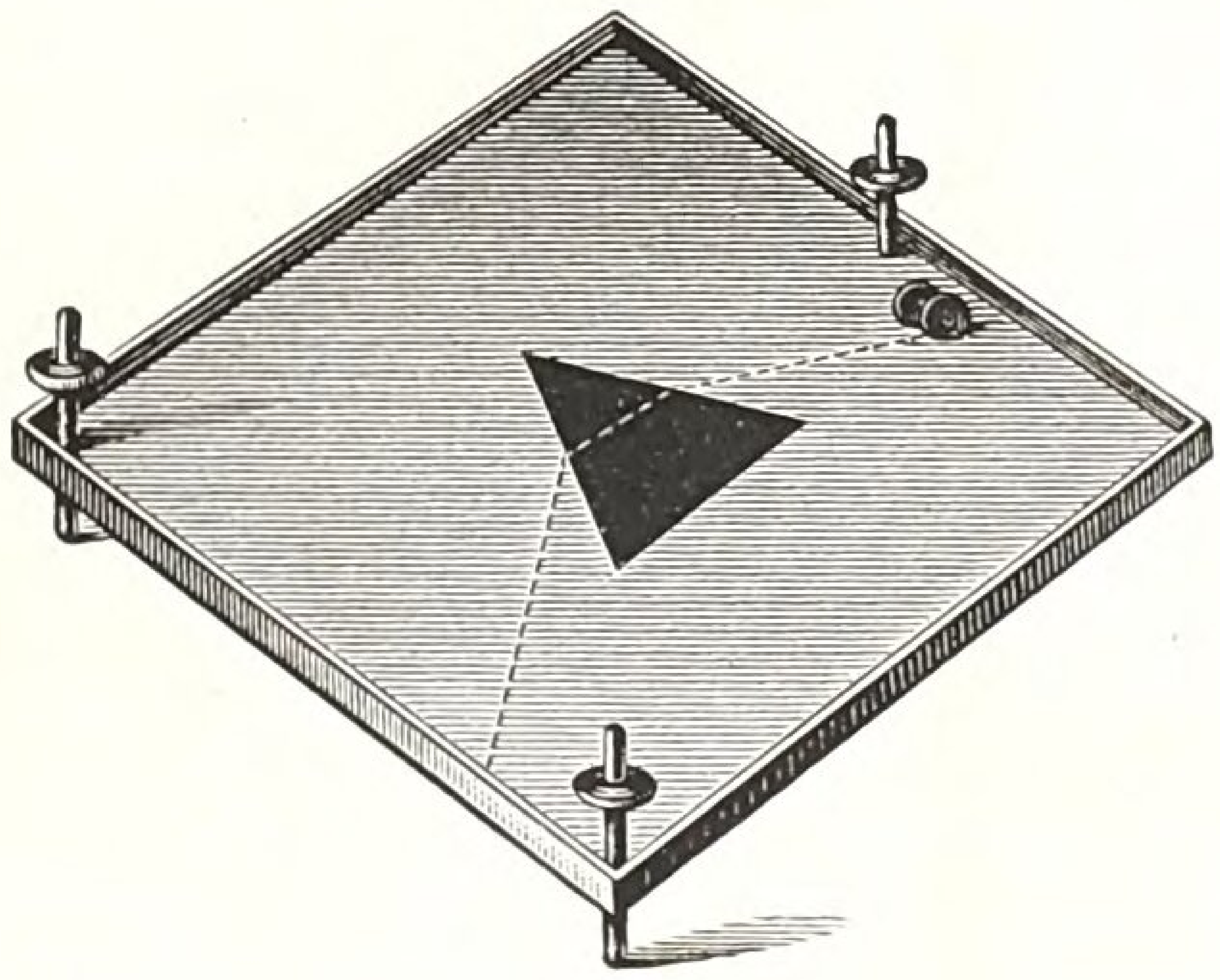
Wer wird dabei nicht an das allgemeine Gesetz erinnert, dass in der Natur stets unendlich viele Keime zu unendlich vielen Wirkungen gegeben seien, von denen aber nur ein relativ kleiner Theil zur Entwickelung gelangt, nämlich jener, dessen Existenzbedingungen günstig sind, während die übrigen im „Kampf ums Dasein“ untergehen.

Man findet die Brechung des Lichtes manchmal noch auf eine andere Weise mechanisch erläutert, welche sich unmittelbar an die Fig. 361 anschliessen lässt. Man denkt sich nämlich das Bündel Lichtstrahlen durch eine Heeressäule ersetzt, deren Soldaten zunächst im Medium I geradeaus marschiren, bis sie an die Grenze des Mediums II stossen, innerhalb welchem das coupirt gedachte Terrain die Marschgeschwindigkeit verringert. Unter der freilich ganz willkürlich hinzuzufügenden Bedingung, dass die Soldaten stets senkrecht auf die Frontlinie weiter marschiren, lässt sich dann leicht nachweisen, dass eine Schwenkung eintreten muss, welche als Analogon der Brechung dienen kann.

E. Stöhrer hat einen Apparat construirt, der nach einem ähnlichen Principe die Brechung durch Prisma und Linse mechanisch nach-

ahmen lässt (Fig. 370). Auf einem Brette von etwa 60 cm im Quadrat, welches durch Stellschrauben in geeigneter Weise schief gestellt werden kann, ist auf der einen Seite der Querschnitt eines Prismas, auf der anderen (in der Zeichnung nicht sichtbar) der einer Linse aus schwarzem Sammt in Holz eingelassen, so dass Sammt und Holz eine Fläche bilden. Man lässt nun zwei kleine an einer Axe befestigte Rollen schief gegen die Seite des Prismas laufen. Es wird zuerst eine Rolle den Sammt berühren und ihre Bewegung verlangsamen, wodurch die erste Schwenkung der Rollen erfolgt. Dasselbe wiederholt sich beim Verlassen der Sammtfläche. Die zweimaligen Schwenkungen entsprechen den zweimaligen Brechungen und der Weg der Doppelrolle entspricht dem eines Strahles durch ein Prisma. Mit der Linse kann auf der anderen Seite des Brettchens der entsprechende Versuch in ähnlicher Weise durchgeführt werden.

Fig. 370.



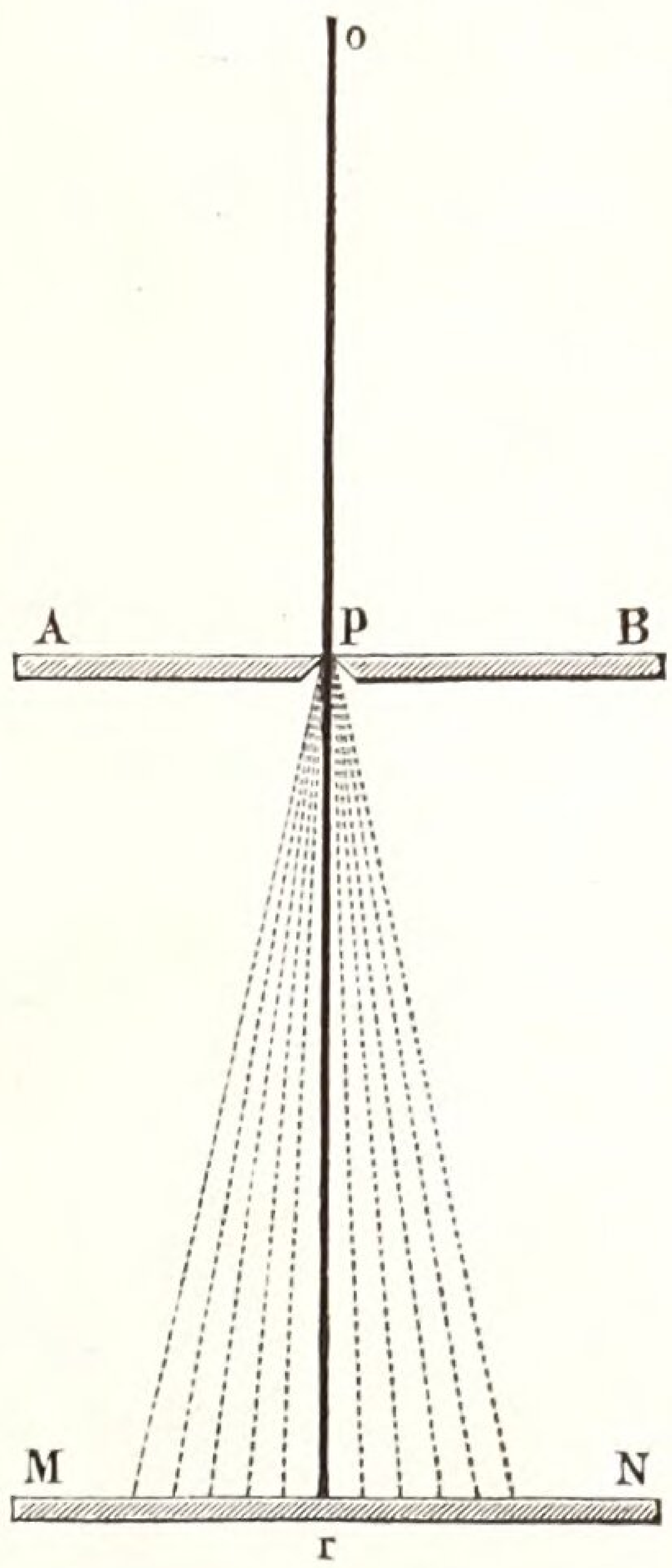
119 **Die Beugungserscheinungen.** Es ist schon oben bemerkt worden, dass zuerst Grimaldi die Ablenkung beobachtete, welche die Lichtstrahlen bei ihrem Vorübergange an den Rändern undurchsichtiger Körper erleiden. Nach ihm wurden die Beugungserscheinungen besonders von Newton studirt; durch seine Bemühungen sowie durch die Untersuchungen mehrerer späteren Physiker wurden allerdings die empirischen Gesetze derselben ermittelt, allein erst Young, indem er die Diffractionsphänomene durch die Wellentheorie zu erklären versuchte, fand einen inneren Zusammenhang dieser merkwürdigen Erscheinungen auf. Fresnel ging auf dem betretenen Wege weiter und entwickelte in seinem „Mémoire sur la diffraction de la lumière“ eine Theorie der Beugungserscheinungen, welche durch Fraunhofer, Herschel und Schwerd noch weiter ausgebildet, ja wir können sagen vollendet wurde. Fresnel untersuchte und erklärte alle Beugungserscheinungen, welche durch einen ganz schmalen Spalt oder durch einen ganz schmalen undurchsichtigen Körper hervorgebracht werden, Fraunhofer bereicherte die Wissenschaft durch die Untersuchungen der durch Gitter hervorgebrachten Erscheinungen. Herschel begann die Phänomene zu untersuchen, welche sowohl durch eine als auch durch mehrere dreieckige, quadratische und kreisförmige Oeffnungen hervorgebracht werden. Schwerd endlich gab eine vollständige Erklärung aller Beugungs-

erscheinungen, welche man durch Oeffnungen von beliebiger Form, von beliebiger Zahl und gegenseitiger Stellung beobachtet.

Gehen wir nun zur näheren Betrachtung der Erscheinungen über.

Lässt man durch eine schmale verticale Spalte ein Bündel Sonnenstrahlen in horizontaler Richtung in ein dunkles Zimmer eintreten, fängt man dieses Strahlenbündel *op*, Fig. 371, 2 bis 3 m von der Spalte mit dem Schirm *AB* auf, in welchem sich parallel mit der ersten eine ungefähr 1 mm weite Spalte befindet, so kann man das durch diese zweite Oeffnung hindurchgegangene Licht auf einem weissen Schirme *MN* in einiger Entfernung auffangen. Man sieht aber unter diesen Umständen nicht bloss einen einfachen weissen Streifen bei *r*, wie es der Fall sein müsste, wenn sich das Licht unbedingt nur in gerader Linie fortpflanzen könnte, sondern man sieht ausser einem hellen Streifen, der aber weit breiter ist als die Spalte bei *p*, zu beiden Seiten noch mehrere andere, durch dunkle Zwischenräume getrennte Lichtstreifen. Hinter der Spalte *p* breitet sich also das Licht nach den Seiten aus, eine Thatsache, von welcher wir bereits zur Begründung des Huyghen'schen Prinzips in §. 115 Erwähnung gemacht haben.

Fig. 371.



Auf ähnliche Weise kann man die Streifen im Schatten schmaler Körper beobachten.

Fresnel ersann eine andere Beobachtungsmethode, welche die Streifen ungleich deutlicher und schärfer zeigt, als es bei dem Auffangen auf einem Schirme möglich ist; als Lichtquelle benutzte er die im Brennpunkte einer gewöhnlichen oder in der Brennlinie einer Cylinderlinse concentrirten Sonnenstrahlen und betrachtete die Beugungserscheinungen durch eine Loupe ganz in der Weise, die wir schon bei Versuchen mit den Interferenzspiegeln kennen gelernt haben.

Fraunhofer (Denkschriften der königl. Akademie der Wissenschaften zu München) setzte die beugende Oeffnung unmittelbar vor das Objectiv eines Fernrohres und sah durch dasselbe nach der Lichtquelle hin. Diese Beobachtungsmethode ist unstreitig die vollkommenste und gestattet zugleich eine sehr genaue Messung, von der weiter unten noch die Rede sein wird.

Die einfachsten Vorrichtungen zur Beobachtung der Beugungserscheinungen hat Schwerd (Die Beugungserscheinungen von F. M. Schwerd, Mannheim 1835) angegeben. Die wesentlichste Erleichterung besteht darin, dass er das dunkle Zimmer entbehrlich machte; einen Lichtpunkt liefert ihm ein innen geschwärztes Uhrglas oder ein Metallknopf, eine Lichtlinie ein innen geschwärztes Glasröhrchen.

Wenn die Oeffnungen sehr fein sind, so sieht man die Beugungserscheinungen schon sehr schön, wenn man die Oeffnung unmittelbar vor das Auge hält und nach dem Lichtpunkte hinschaut. Solche feine Oeffnungen kann man am leichtesten nach Schwerd's Angaben in Stanniolblättchen machen. Kreisförmige Oeffnungen macht man mit Hülfe einer feinen Nadel. Legt man ein Blättchen Stanniol auf eine Glasplatte, so kann man mit der Spitze eines scharfen Federmessers einen kurzen feinen Spalt einschneiden; eine parallelogrammatische Oeffnung erhält man, wenn man zwei mit einem feinen Spalte versehene Stanniolblättchen quer über einander legt; um eine dreieckige Oeffnung zu erhalten, legt man drei Stanniolblättchen so auf einander, dass ihre Ränder nur eine sehr kleine dreieckige Oeffnung zwischen sich lassen.

Um die Stanniolblättchen gehörig zu schützen und bequem zum Versuche anwenden zu können, werden sie mit ihrem Rande auf einen Ring (Fig. 372 zeigt einen solchen ungefähr in $\frac{1}{2}$ der natürlichen Grösse) von Messingblech aufgeklebt.

Auch die grösseren Oeffnungen, wie man sie zu den Versuchen mit dem Fernrohre anwendet, werden aus Stanniolblättchen ausgeschnitten, auch sie sind auf einen Ring von Messingblech geklebt und in einer Fassung von Holz befestigt, die an das Ende des Fernrohrs passt, durch welches man beobachten will.

Fig. 373 zeigt die Art und Weise, wie man die Oeffnungen vor dem Fernrohre anbringt. *A* ist das Objectivende des Fernrohrs, auf welchem

Fig. 372.

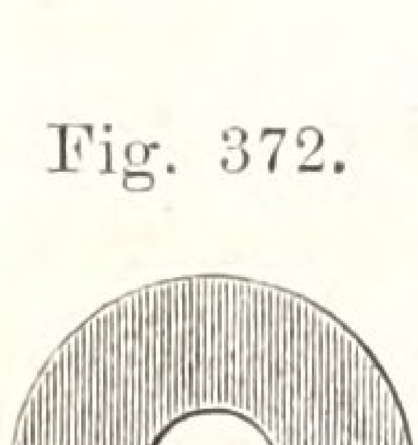
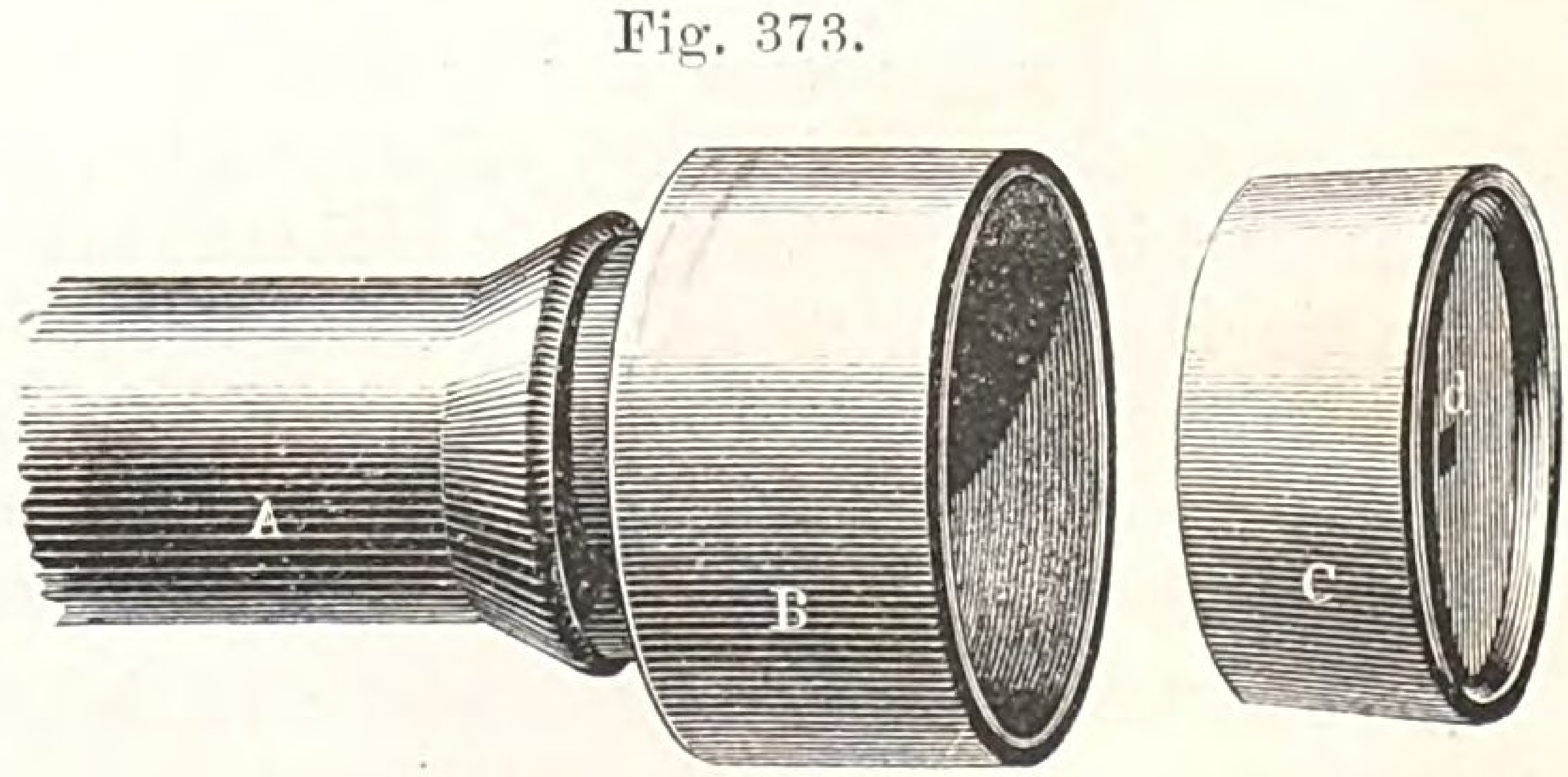


Fig. 373.



ein Holzring *B* aufgesteckt wird, dessen innere Höhlung mit Leder ausgefüttert ist, damit der etwas conische Holzring *C* ganz genau hineinpasst. In diesen letzteren Holzring ist der Messingrahmen mit dem

Stanniolblatte *d* eingelassen, in welches die Oeffnungen eingeschnitten sind.

Wenn man mit dem Fernrohre beobachtet, muss es so weit ausgezogen werden, dass man den Lichtpunkt deutlich sieht; auch bei der Beobachtung mit blossem Auge muss man den Lichtpunkt deutlich sehen, weshalb ein kurzsichtiges Auge mit einer Brille bewaffnet sein muss.

In Fig. 374 ist die Erscheinung abgebildet, welche man wahrnimmt, wenn man durch eine schmale Spalte nach einer Lichtlinie hinsieht, und zwar für den Fall, dass man nicht weisses, sondern einfarbiges Licht anwendet, also z. B. durch ein rothes Glas sieht. In der Mitte der ganzen Erscheinung sieht man einen sehr hellen Streifen, dem zu beiden Seiten, immer durch dunkle Zwischenräume getrennt, andere folgen, deren Lichtstärke sehr merklich abnimmt, je weiter sie von der Mitte entfernt sind.

Es ist dies dieselbe Figur, welche auf dem Schirme erscheint, wenn man den Versuch in der Weise anstellt, wie es durch Fig. 371 angedeutet wird.

Fig. 2 auf Tab. IV. stellt das Beugungsbild einer einfachen schmalen Spalte für homogenes Licht in vergrössertem Maassstabe dar.

Nach Fraunhofer nennt man diese Seitenbilder Spectra erster Classe. Sie werden um so schmäler, je weiter die Oeffnung ist, deshalb sind sie auch bei einigermaassen breiten Spalten mit blossem Auge nicht mehr sichtbar.

Für rothes Licht erscheinen diese Streifen breiter als für andere Farben. Fig. 375 zeigt, in welchem Verhältniss die Streifen schmäler

Fig. 374.

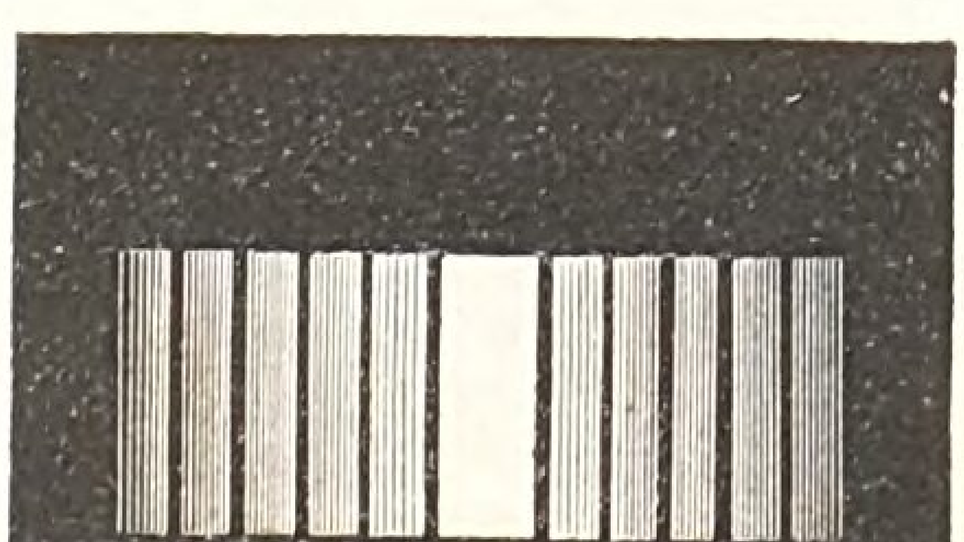
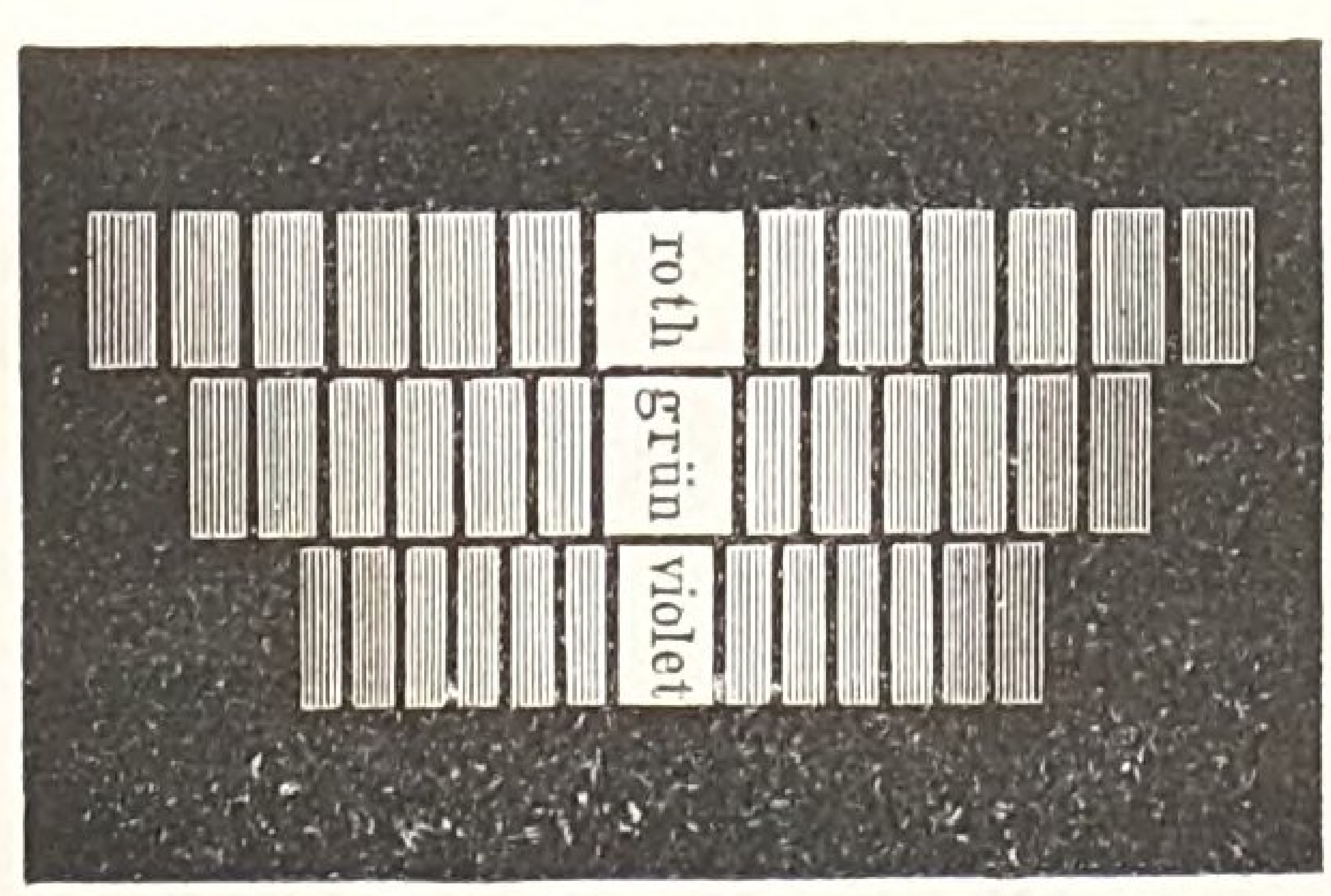


Fig. 375.



werden und einander näher rücken, wenn man statt des rothen Lichtes grünes oder violettes anwendet.

Durch eine parallelogrammatische Oeffnung von der bei *o*, Fig. 376 (a. f. S.), dargestellten Form sieht man, nach einem Lichtpunkte hinschauend, die nebenbei abgebildete Beugungsfigur; durch eine kreisförmige Oeffnung einen hellen Fleck mit concentrischen Ringen umgeben (Fig. 377 a. f. S.); durch eine dreieckige Oeffnung sieht man einen sechsseitigen Stern. Wir gehen hier auf die genauere Beschreibung der Phä-

nomene nicht ein, weil sie sich ohnehin aus der Erläuterung derselben ergeben wird.

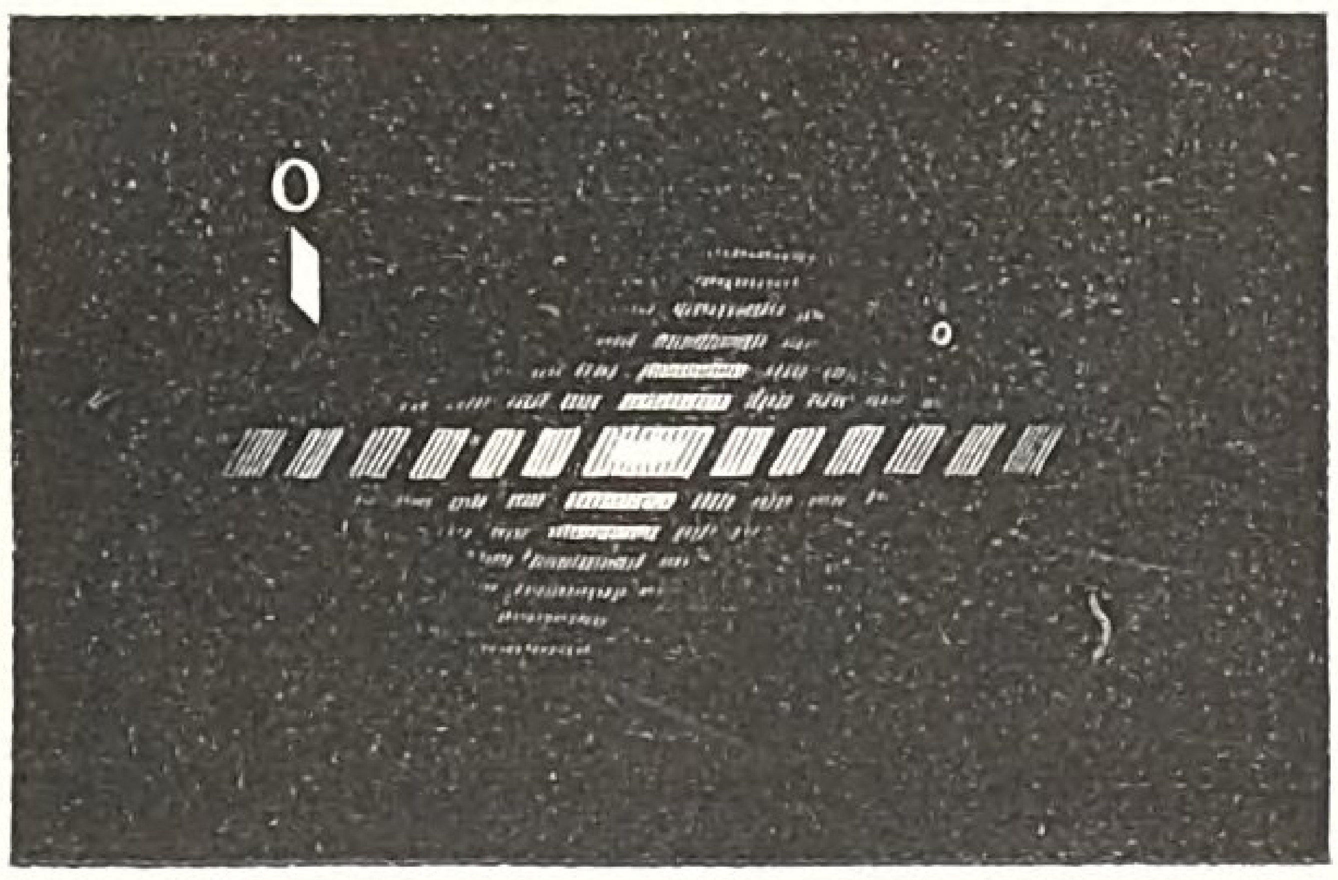


Fig. 376.



Fig. 377.

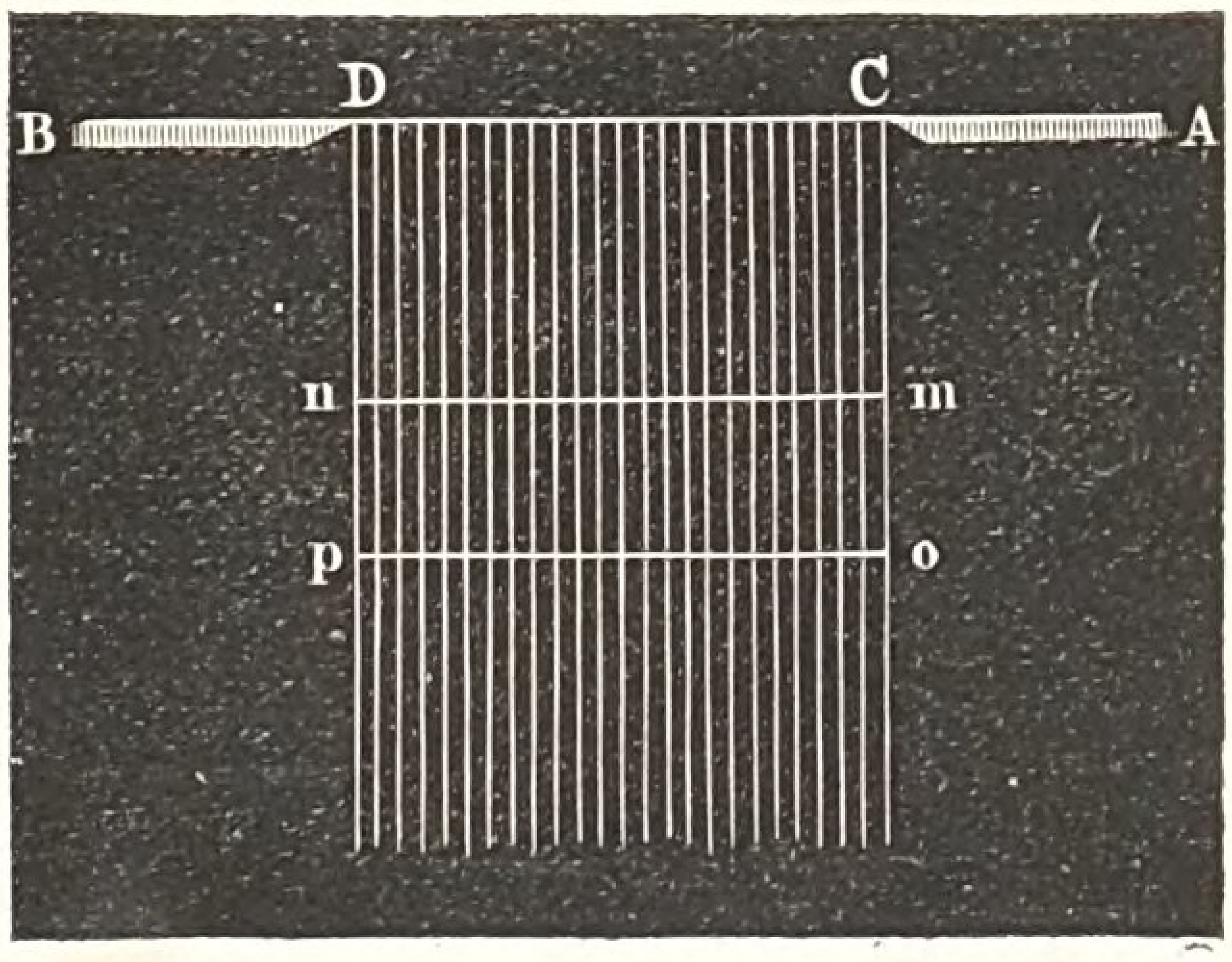
120 **Erklärung der Beugungserscheinungen, welche man durch eine Oeffnung beobachtet.** Wenn das Licht von einem hinlänglich weit entfernten Punkte senkrecht auf die Ebene des Schirmes AB, Fig. 1, Tab. IV., fällt, in welchem sich die Oeffnung CD befindet, so kann man alle in dieser Oeffnung befindlichen Aethertheilchen als gleichweit von der Lichtquelle entfernt betrachten; alle diese Aethertheilchen befinden sich also in gleichen Schwingungszuständen. Gemäss den in §. 115 über das Huyghens'sche Princip gegebenen Erläuterungen pflanzt jedes dieser Aethertheilchen seine Vibrationen jenseits des Schirmes nach allen Seiten hin fort, als ob es ein selbstleuchtendes Theilchen wäre; die Stärke der Erleuchtung in irgend einem Punkte s eines zweiten Schirmes MN hängt also nur davon ab, welche Wirkung durch die Interferenz aller in s zusammentreffenden von den verschiedenen Punkten der Oeffnung CD ausgehenden elementaren Strahlen hervorgebracht wird.

Wenn man eine enge Spalte dicht vor das Auge hält, welches wir als fernsichtig annehmen wollen, so werden alle Strahlen, welche von den verschiedenen Punkten der Spalte einander parallel ausgehen, in einem Punkte der Netzhaut vereinigt; in diesem Falle also haben wir es mit Bündeln von Strahlen zu thun, welche unter sich parallel von der engen Oeffnung ausgehen. Auch wenn die Oeffnung vor dem Objective eines Fernrohres angebracht ist, werden alle diejenigen Strahlen zur Interferenz kommen, welche als ein Bündel paralleler Strahlen von der Oeffnung auf das Objectiv fallen; denn alle Strahlen eines solchen Bündels werden in der Brennweite des Objectivs in einem Punkte vereinigt; die sich hier bildende Erscheinung wird dann durch das Ocular betrachtet.

Wenn man die Beugungsfigur auf einem Schirme auffängt, ist die Entfernung des Schirmes MN, Fig. 1, Tab. IV., von AB so gross, im Vergleich zu der Breite der Spalte (es ist z. B. die Entfernung des Schirmes 2 m, die Breite des Spaltes $\frac{1}{2}$ mm), dass man ohne merklichen Fehler die von C und D aus nach einem Punkte s des Schirmes con-

vergirenden Strahlen auch hier als parallel annehmen kann; wir haben also nur zu untersuchen, unter welchen Umständen alle Elementarstrahlen eines von CD ausgehenden parallelen Strahlenbündels sich gegenseitig unterstützen oder vernichten.

Fig. 378.



Betrachten wir zuerst ein solches Strahlenbündel, welches sich rechtwinklig zu CD, also in der Richtung der einfallenden Strahlen auch jenseits der Oeffnung, fortpflanzt, wie dies in Fig. 378 der Fall ist. Da alle Aethertheilchen in CD sich in gleichen Schwingungszuständen befinden, so wird dies auch für alle Aethertheilchen der Fall sein, welche auf einer Linie mn, op u. s. w. liegen, die auf der Richtung der Strahlen rechtwinklig steht; die Strahlen dieses Bündels werden also, in unendlicher Entfernung zusammentreffend, sich gegenseitig unterstützen; ebenso werden die Strahlen dieses Bündels bei ihrer Vereinigung in einem Punkte der Netzhaut oder in der Brennweite des Objectivs eine Vibrationsamplitude erzeugen, welche der Summe der Vibrationsamplituden aller elementaren Strahlen gleich ist.

Um die Intensitätsverhältnisse des Beugungsbildes berechnen zu können, wollen wir uns die ganze Breite des Spaltes in sechszehn gleiche Theile getheilt denken und die Intensität eines Bündels paralleler Strahlen, welches von einem solchen Theile der Oeffnung ausgeht, mit a bezeichnen.

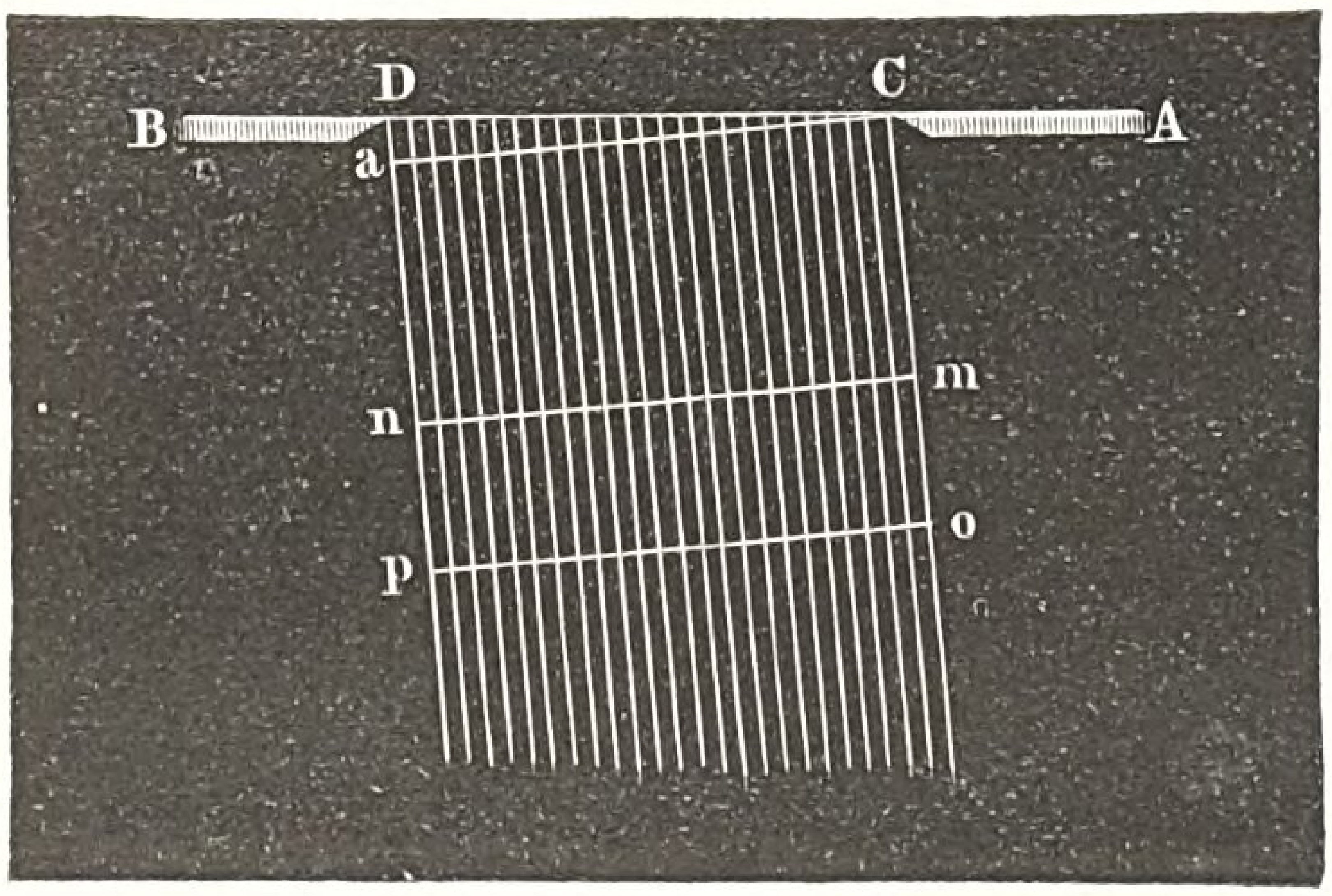
Die sechszehn elementaren Strahlenbündel, welche wie Fig. 378 rechtwinklig zur Spaltebene sich fortpflanzen und für welche der Gangunterschied gleich 0 ist, werden durch ihr Zusammenwirken eine Vibrationsamplitude $16\,a$ hervorbringen, wir haben also für die Intensität I des Lichtes in der Mitte des Beugungsbildes, gemäss §. 110, den Werth

$$I = 16^2 a^2 = 256\, a^2 \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

Betrachten wir nun das von der Beugungsspalte CD ausgehende Bündel paralleler Strahlen, welches wie in Fig. 379 (a. f. S) so gegen die Ebene der Oeffnung geneigt ist, dass der Fusspunkt a eines von C auf den von D ausgehenden Strahl gefällten Perpendikels Ca gerade um eine halbe Wellenlänge von D entfernt, dass also $Da = \frac{1}{2}$ Wellenlänge ist, so werden die entsprechenden Punkte der von C und D ausgehenden Randstrahlen, wie m und n, o und p u. s. w. sich stets in entgegengesetzten Schwingungszuständen befinden.

Um die Intensität des Lichtes zu ermitteln, welche diesem Strahlenbündel im Beugungsbilde entspricht, denken wir uns die Spaltöffnung CD wieder in sechszehn gleiche Theile getheilt und von jedem dieser Theile ein elementares Strahlenbündel von der Vibrationsamplitude a nach der bezeichneten Richtung ausgehend. — Da der Gangunterschied der Randstrahlen $\frac{1}{2}$ Wellenlänge ist, so ist der Gangunterschied für je zwei dieser elementaren Strahlenbündel, welche unmittelbar neben einander liegen, $\frac{1}{32}$ Wellenlänge; für die Vibrationsamplitude A, welche durch das Zusammenwirken zweier benachbarter elementaren Strahlenbündel erzeugt wird, haben wir also nach der Gleichung (6) auf Seite 415 den Werth

Fig. 379.



$$A = a\sqrt{2 + 2\cos(11^0\,15')} = a\sqrt{3{\cdot}962} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

da ja hier $\beta = \frac{2\pi}{32} = \frac{180}{16} = 11^0\,15'$ ist.

Der Gangunterschied für zwei solcher nebeneinander liegenden Doppelbündel, deren Vibrationsamplitude wir mit A bezeichnet haben, beträgt $\frac{1}{16}$ Wellenlänge, und demnach ergiebt sich für die Vibrationsamplitude B, welche durch das Zusammenwirken zweier neben einander liegender Doppelbündel erzeugt wird,

$$B = A\sqrt{2 + 2\cos(22^0\,30')} = A\sqrt{3{\cdot}848} \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

da ja $\beta = \frac{2\pi}{16} = 22^0\,30'$ wird, wenn $x = \frac{\lambda}{16}$ ist. Dieser Werth von B ist aber nichts anderes als die Vibrationsamplitude, welche durch das Zusammenwirken von vier der elementaren, der Reihe nach neben einander liegenden Strahlenbündel erzeugt wird, von denen wir angenommen haben, dass ihrer Sechszehn die Breite der Beugungsspalte ausfüllen.

In gleicher Weise fortschliessend, ergiebt sich für die Vibrationsamplitude C, welche durch das Zusammenwirken von acht der Reihe nach neben einander liegenden elementaren Strahlenbündeln erzeugt wird,

$$C = B\sqrt{2 + 2\cos 45^0} = B\sqrt{3{\cdot}414} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

und endlich für die Vibrationsamplitude D, welche erzeugt wird durch das Zusammenwirken aller sechszehn elementaren Strahlenbündel,

die von der Beugungsspalte in der eben besprochenen Richtung ausgehen,

$$D = C \sqrt{2 + 2 \cos (90^0)} = C \sqrt{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Substituirt man für A seinen Werth $a \sqrt{3 \cdot 962}$ in Gleichung 3), ferner den so erhaltenen Werth von B in Gleichung 4) und endlich den so erhaltenen Werth von C in Gleichung 5), so kommt

$$D = a \sqrt{3 \cdot 962 \, . \, 3 \cdot 848 \, . \, 3 \cdot 414 \, . \, 2.}$$

Die Lichtintensität I_1, welche die Gesammtwirkung des ganzen Strahlenbündels in dem hier besprochenen Falle hervorbringt, ist also

$$I_1 = D^2 = 104, 1 \, a^2,$$

oder wenn wir für a^2 seinen Werth aus Gleichung 1) substituiren,

$$I_1 = 0 \cdot 406 \, I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Dieser Werth von I_1 ist freilich nur ein angenäherter; man würde ihn genauer erhalten haben, wenn man dieselbe Schlussweise für den Fall durchgeführt hätte, dass die Breite der Spalte von vornherein in 32 gleiche Theile getheilt gewesen wäre. Uebrigens ist der Näherungswerth in Gleichung 6) vollkommen genügend, da man mit Hülfe der Integralrechnung den genauen Werth

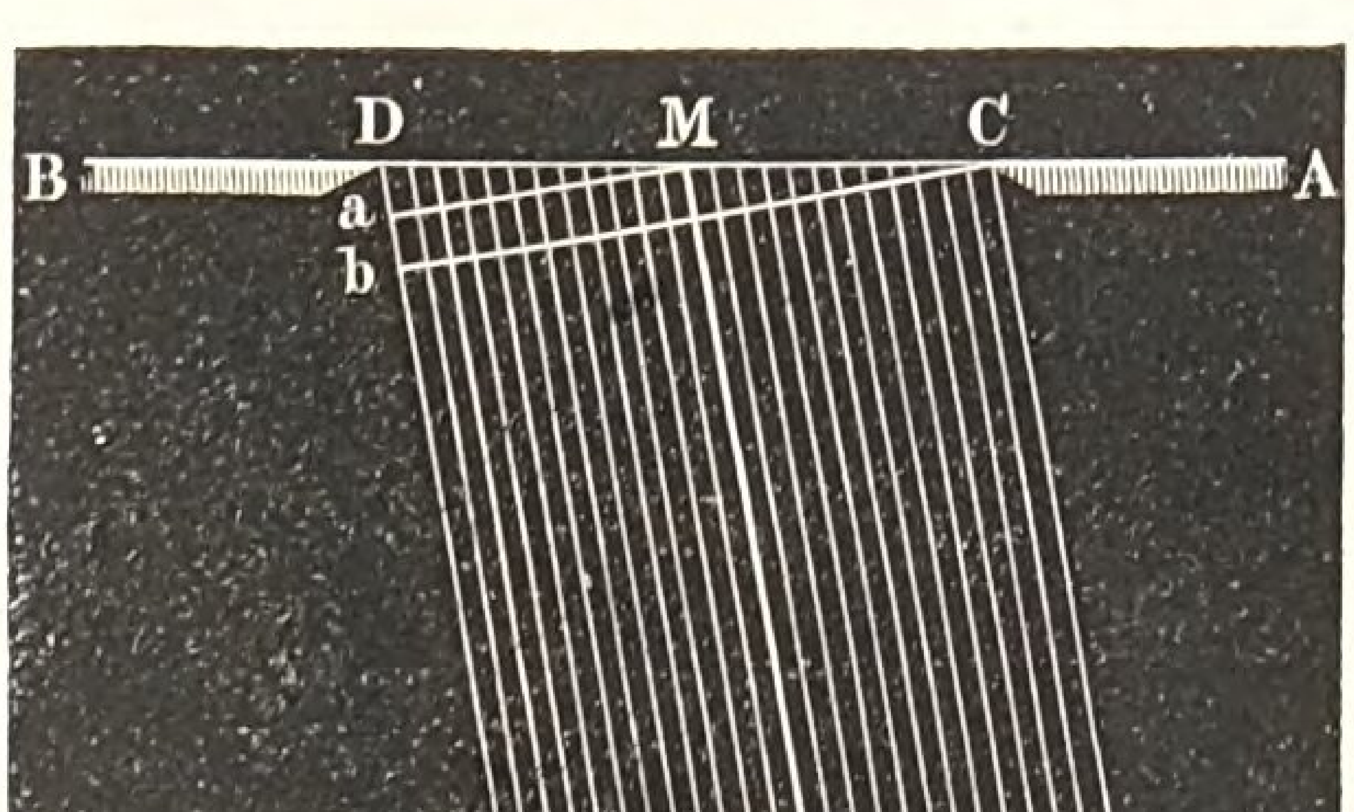
$$I_1 = 0 \cdot 4053 \, I \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

findet.

Dasjenige Bündel paralleler Strahlen also, welches mit der Ebene des Spaltes einen solchen Winkel macht, dass der Gangunterschied der Randstrahlen $\frac{1}{2}$ Wellenlänge beträgt, erzeugt also an der entsprechenden Stelle des Beugungsbildes eine Lichtstärke, welche sehr nahe 0·4 von der Lichtstärke in der Mitte des Beugungsbildes ist.

Ein Strahlenbündel, welches, wie in Fig. 380, so gegen die Ebene der Spalte geneigt ist, dass der Gangunterschied Db der Randstrahlen zwei halbe Wellenlängen beträgt, kann man sich in zwei gleiche Theile getheilt denken; der von D ausgehende Randstrahl ist alsdann mit dem von der Mitte M ausgehenden in seinem Gange um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge verschieden, beide Strahlen werden also ihre Wirkung gegenseitig vernichten; derselbe Gegensatz findet aber auch zwischen dem

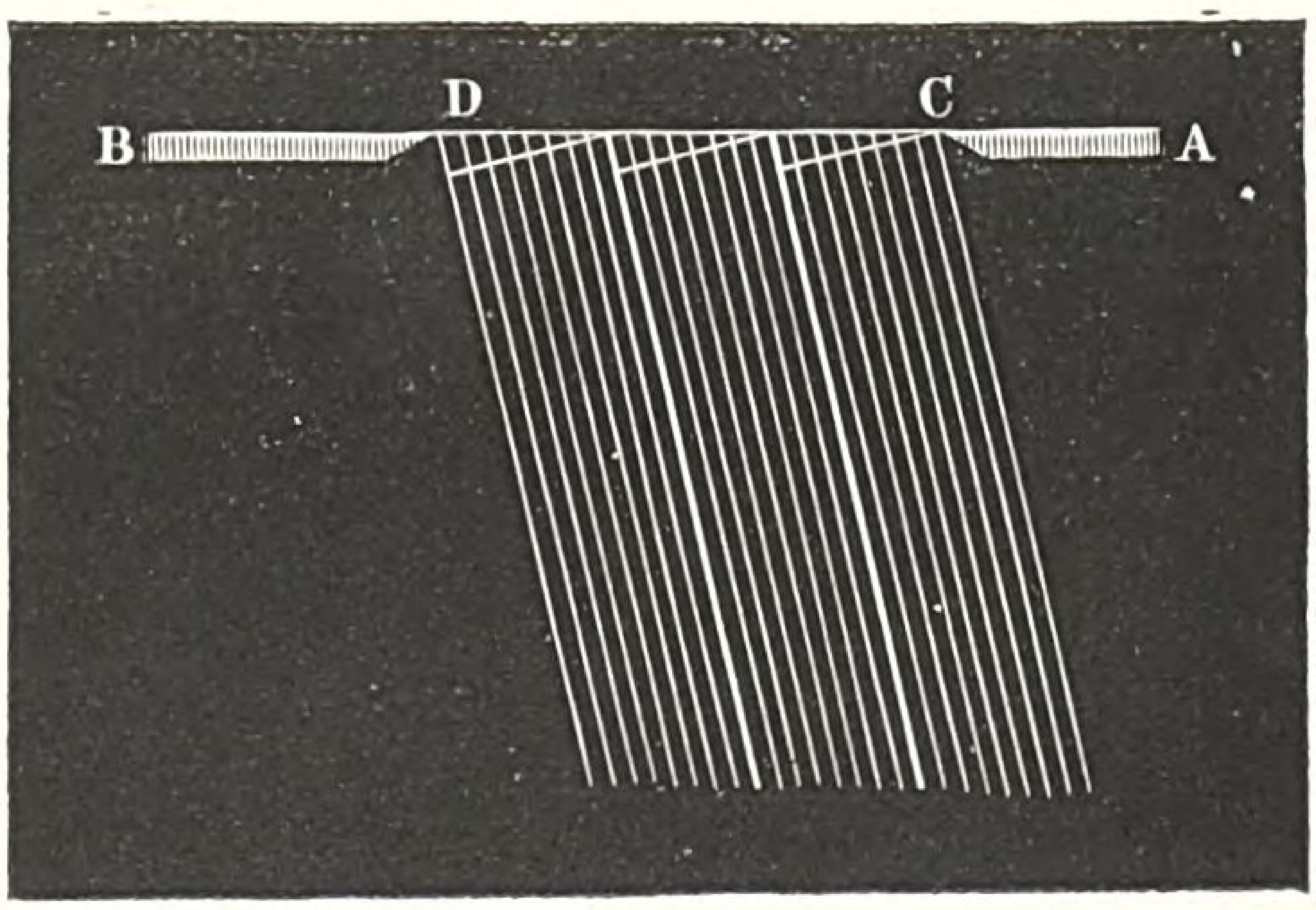
Fig. 380.



ersten, zweiten, dritten etc. Strahle des von der einen Hälfte DM der Oeffnung ausgehenden Strahlenbündels und den entsprechenden Strahlen des von der anderen Hälfte MC ausgehenden Strahlenbündels statt, die Totalwirkung ist also in diesem Falle gleich Null.

Gehen wir nun zur Betrachtung desjenigen von der Spalte ausgehenden Bündels paralleler Strahlen über, welches so gegen die Ebene der Spalte geneigt ist, dass der Gangunterschied der Randstrahlen drei halbe Wellenlängen beträgt, so kann man sich das ganze Strahlenbündel in drei gleiche Theile getheilt denken, wie Fig. 381 zeigt, und es findet dann zwischen den entsprechenden Strahlen der beiden ersten Drittel ein vollkommener Gegensatz statt; sie vernichten sich also gegenseitig, und nur die Strahlen des letzten Drittels bringen eine Wirkung hervor. Die Vibrationsamplitude, welche durch dieses letzte Drittel hervorgebracht wird, ist offenbar dreimal schwächer als die Vibrationsamplitude in dem durch Fig. 379 dargestellten Falle. Daraus folgt aber, dass die gesammte Lichtintensität I_3, welche dasjenige Strahlenbündel im Beugungsbilde erzeugt, für welches der Gangunterschied der Randstrahlen $\frac{3}{2}$ Wellenlängen beträgt,

Fig. 381.



$$I_3 = \tfrac{1}{9}\, I_1 = 0{\cdot}045\ I$$

ist.

Beträgt der Gangunterschied der Randstrahlen vier halbe Wellenlängen, Fig. 382, so ist die Lichtintensität, welche durch das Zusammenwirken aller Strahlen dieses Bündels hervorgebracht wird, abermals Null.

Auf dieselbe Weise kann man weiter schliessen, und man wird finden, dass die Totalwirkung aller Strahlen eines gebeugten Bündels jedesmal 0 ist, wenn die Differenz im Gange der Randstrahlen ein gerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt; so oft aber der Gangunterschied der Randstrahlen ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge ist, wird immer noch ein Theil der Strahlen zur Wirkung kommen, allein diese Wirkung ist um so geringer, je grösser der Gangunterschied der Randstrahlen wird.

Aus diessen Betrachtungen lässt sich nun leicht die ganze Erscheinung ableiten, wie man sie durch eine Spalte wahrnimmt.

Der Gangunterschied der Randstrahlen eines gebeugten Lichtbündels hängt offenbar von dem Winkel ab, den das gebeugte Strahlenbün-

del mit der Richtung der einfallenden Strahlen macht. So lange nun die Ablenkungswinkel klein sind, wie dies bei diesen Versuchen der

Fig. 382.

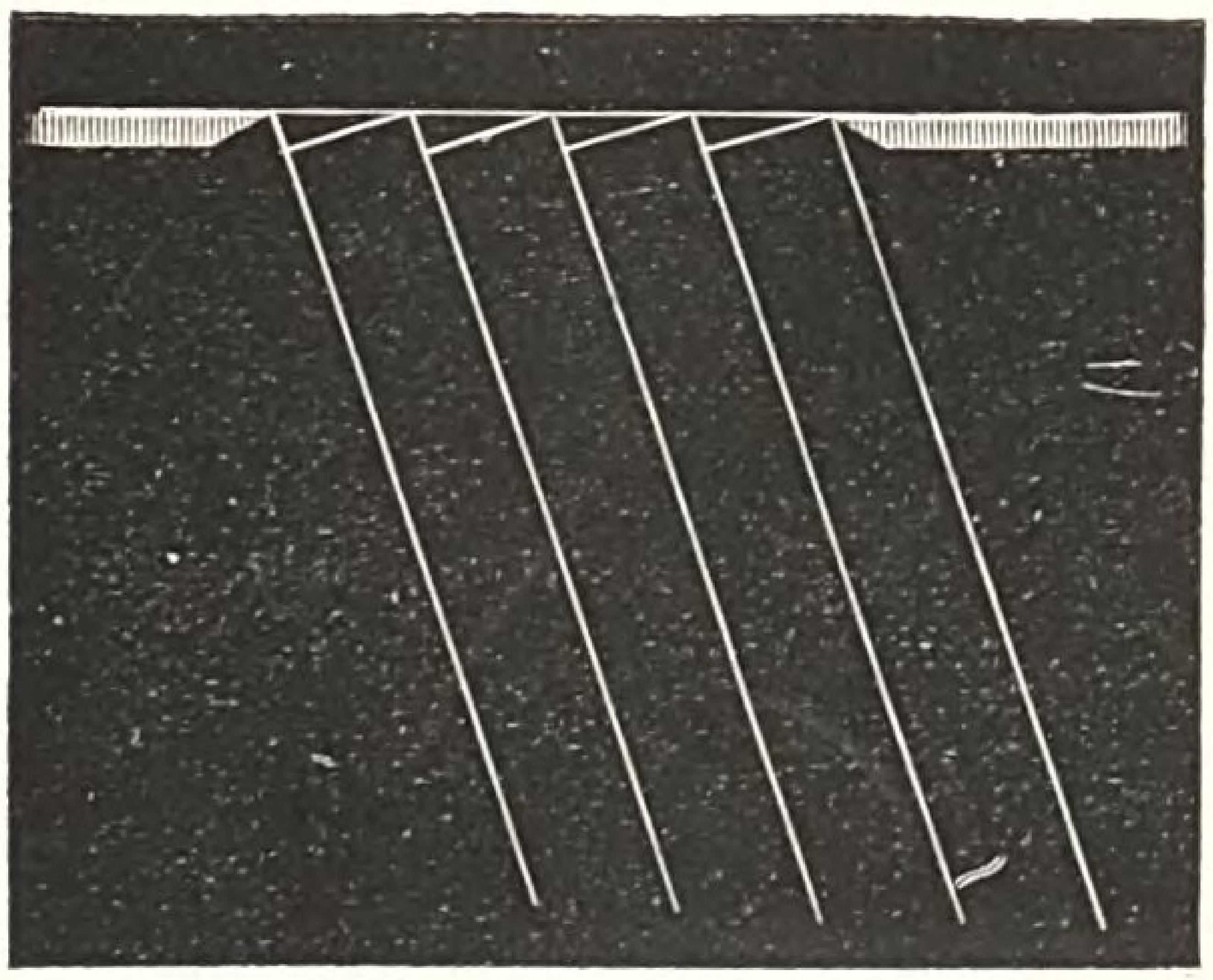
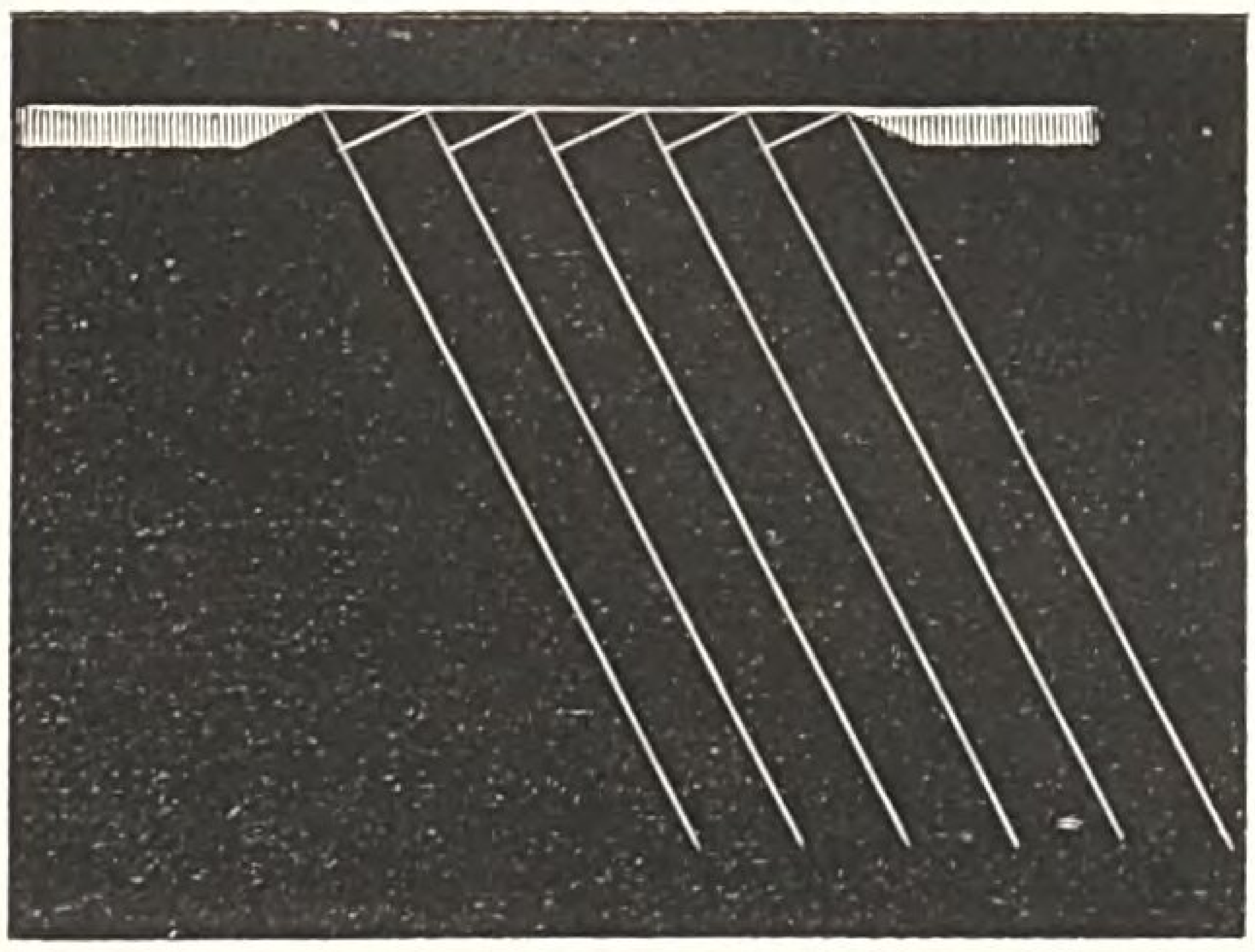


Fig. 383.



Fall ist (in den Figuren ist dieser Winkel wegen der Deutlichkeit viel grösser angenommen), kann man den Gangunterschied der Randstrahlen ohne merklichen Fehler dem Ablenkungswinkel proportional setzen, wenn also für einen Ablenkungswinkel b die Differenz im Gange der Randstrahlen zwei halbe Wellenlängen beträgt, so wird die Differenz im Gange der Randstrahlen vier halbe, sechs halbe, acht halbe etc. Wellenlängen betragen, wenn der Ablenkungswinkel $2b$, $3b$, $4b$ etc. ist.

Daraus folgt nun, dass in dem durch eine enge Spalte erzeugten Beugungsbilde in der Mitte ein heller Streifen sichtbar sein muss, auf welchen zu beiden Seiten eine Reihe heller und dunkler Streifen in der Weise auf einander folgen, dass je zwei Minima der Lichtstärke immer um gleiche Abstände von einander entfernt sind, wie dies auch in Fig. 2, Tab. IV., der Fall ist. Ist die Entfernung des ersten dunklen Streifens von der Mitte des Bildes auf jeder Seite gleich n, so ist die Entfernung des zweiten, dritten, vierten etc. dunklen Streifens $2n$, $3n$, $4n$ etc., also der Zwischenraum zwischen je zwei dunklen Streifen stets gleich n; die Entfernung des ersten dunklen Streifens auf der linken Seite von dem ersten auf der rechten ist dagegen gleich $2n$, da ja die Entfernung eines jeden von der Mitte des Bildes gleich n ist.

Zwischen je zwei dunklen Streifen liegen die hellen Stellen des Bildes. Alle Seitenspectra sind gleich breit, weil ja die sie begränzenden dunklen Streifen in gleichen Abständen auf einander folgen, nur das Mittelbild ist doppelt so breit als alle übrigen.

Man kann leicht die Entfernung der dunklen Streifen in dem auf einem Schirme aufgefangenen Beugungsbilde messen und sich dadurch von der Richtigkeit der oben ausgesprochenen Behauptung überzeugen.

Berechnung der Wellenlänge. Die eben besprochenen Ver- 121
hältnisse enthalten alle Data, um danach die Länge der Lichtwel-

len zu berechnen. Offenbar sind die Dreiecke rms und CaD, Fig. 1, Tab. IV., ähnlich, und zwar verhält sich

$$rm : rs = Da : Ca,$$

wo Ca gleich der Länge einer Lichtwelle λ ist, wenn s die Stelle des Beugungsbildes bezeichnet, wo von der Mitte an gerechnet der erste dunkle Streif entsteht. Bezeichnen wir ausserdem die Spaltbreite, welche nicht merklich von Da verschieden ist, mit s, die halbe Breite des mittleren Beugungsbildes rs mit b und die Entfernung des Schirmes von der Spalte rm mit D, so erhält man aus obiger Proportion

$$\lambda = \frac{b \,.\, s}{D}.$$

Bei einem derartigen Versuche ergab sich bei Anwendung rothen Lichtes

$$s = 0{\cdot}5 \text{ mm}$$
$$b = 2 \text{ mm}$$
$$D = 1500 \text{ mm},$$

woraus

$$\lambda_r = \frac{2 \times 0{\cdot}5}{1500} = 0{\cdot}000667 \text{ mm}$$

folgt.

Für blaues Licht erhielt man

$$b = 1{\cdot}4 \text{ mm},$$

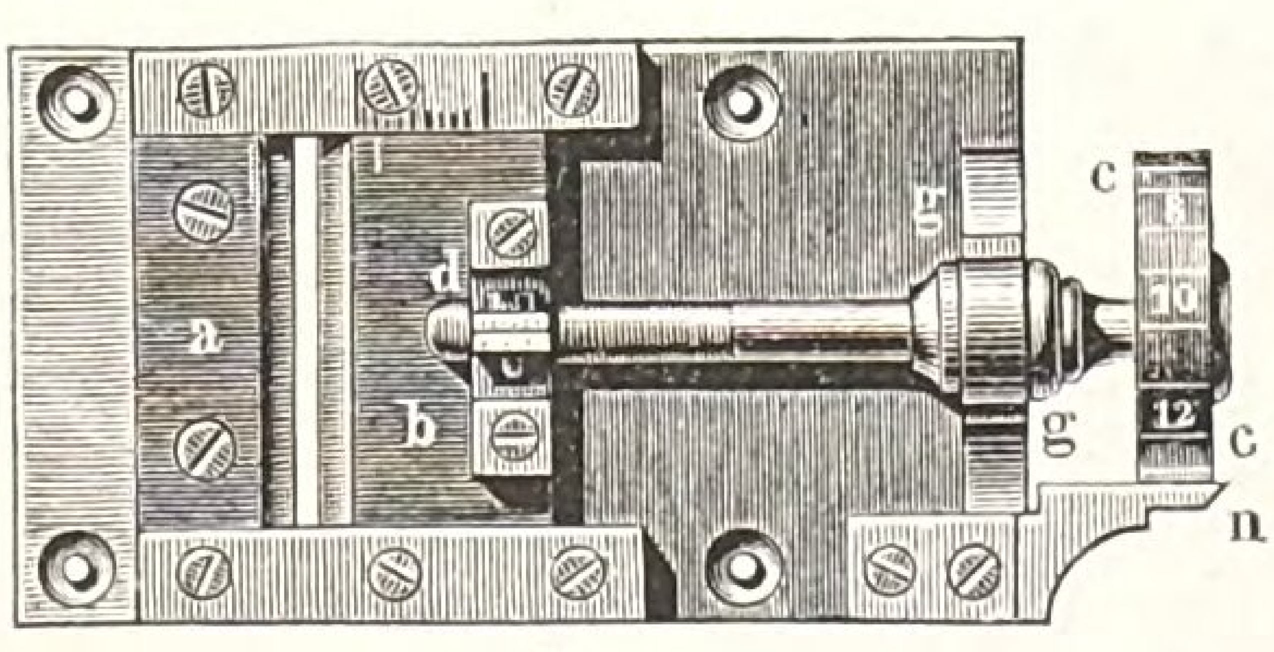
woraus sich

$$\lambda_b = \frac{1{\cdot}4 \times 0{\cdot}5}{1500} = 0{\cdot}000466 \text{ mm}$$

ergiebt.

Unter den zur Berechnung der Wellenlänge nöthigen Messungen ist die der Breite der Spalte am schwierigsten. Um dieselbe mit möglichster Genauigkeit messen zu können, hat man der Beugungsspalte die in Fig. 384 dargestellte Einrichtung gegeben. Die Spalte wird durch zwei Stahlplatten gebildet, von denen die eine a auf einer hinter der Spalte durchbrochenen Messingplatte befestigt ist, während die zweite b durch eine Mikrometerschraube verschoben werden kann, so dass man innerhalb gewisser Gränzen der Spalte jede beliebige Breite zu geben im Stande ist. Um die Breite der Spalte genau messen zu können, muss man die Höhe eines Schraubenganges kennen und ferner muss der Kopf der Schraube mit einer Theilung versehen sein, welche gestattet, noch Unterabtheilungen einer ganzen Umdrehung ab-

Fig. 384.



$\frac{1}{2}$

zulesen. Beträgt z. B. die Höhe eines Schraubenganges $\frac{1}{2}$ mm und ist ferner der Umfang der Trommel *cc*, welche den Kopf der Schraube bildet, in 20 gleiche Theile getheilt, so kann man die Breite des Spaltes jedenfalls auf $\frac{1}{20}$ eines halben Millimeters, also auf $\frac{1}{40}$ mm genau bestimmen.

Die Breite solcher Spalten, welche nicht durch eine Mikrometerschraube veränderlich sind, wird wohl am besten unter dem Mikroskop gemessen.

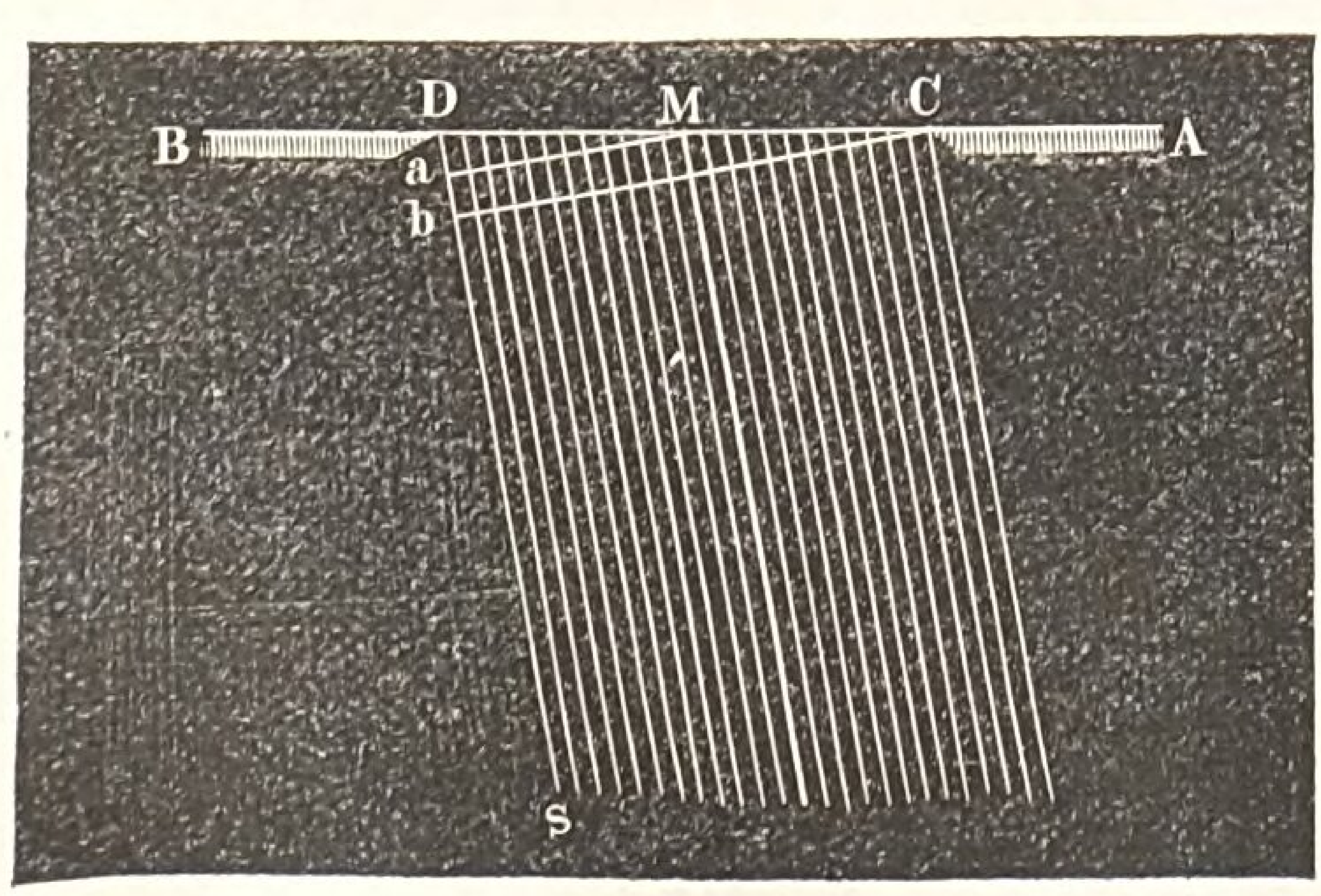
Noch genauer als nach der eben angegebenen Methode lässt sich die Länge der Lichtwelle auf folgende Weise bestimmen:

Wenn man die beugende Spalte vor das Objectiv des Fernrohres eines Theodolithen bringt, welcher die Winkel noch bis auf eine Secunde angiebt, so kann man leicht die Winkelabstände der dunklen Streifen von der Mitte des Bildes messen; man stellt zu diesem Zwecke das Fernrohr zuerst so, dass der verticale Faden des Fadenkreuzes genau durch die Mitte des Beugungsbildes geht, und dreht es alsdann aus dieser Lage heraus, bis der erste, der zweite, der dritte etc. dunkle Streifen mit jenem Faden zusammenfällt; die Winkelwerthe der Drehung werden am Nonius des horizontalen Theilkreises des Theodolithen abgelesen. Schwerd fand für eine Spalte, welche 1·353 mm breit war, durch ein rothes Glas schauend, auf die angegebene Weise folgende Winkelabstände der dunklen Streifen von der Mitte des Bildes:

Für den 1sten dunklen Streifen . . .	1′ 41″
„ „ 2ten „ „ . . .	3′ 18″
„ „ 3ten „ „ . . .	4′ 55″
„ „ 4ten „ „ . . .	6′ 27″

In der That ist also der für den 2ten, 3ten, 4ten dunklen Streifen gefundene Winkelabstand nahe 2-, 3-, 4mal so gross als der Winkelabstand des ersten dunklen Streifens von der Mitte des Bildes. Als Mittel erhält man aus diesen Messungen für den Winkelabstand zweier auf einander folgender dunklen Streifen den Werth 1′ 38·1″.

Fig. 385.



Aus diesen Messungen kann man ebenfalls sehr leicht die Länge einer Lichtwelle berechnen. Wenn Fig. 385 das gebeugte Strahlenbündel vorstellt, welches dem ersten dunklen Streifen ent-

spricht, so muss die Entfernung $Db = \lambda$ sein, wenn man mit λ die Wellenlänge bezeichnet. Aus dem Dreieck DbC ergiebt sich aber

$$Db = DC \,.\, sin\, DCb$$

oder

$$\lambda = 1{\cdot}353 \,.\, sin\, 1'\, 38''$$
$$= 0{\cdot}000643 \text{ mm},$$

wenn man für die Spaltbreite DC und den Winkel DCb die von Schwerd gemessenen Werthe setzt.

Das von Schwerd zu diesem Versuche angewandte rothe Glas liess nur solche Strahlen durch, welche zwischen die Fraunhofer'schen Linien B und D fallen; die Wellenlänge 0·000643 mm entspricht also ungefähr dem Roth, welches zwischen B und D in der Mitte liegt.

Da für die anderen farbigen Strahlen die dunklen Streifen des Beugungsbildes näher zusammenrücken, so findet man auch für die Wellenlänge dieser Strahlen kleinere Werthe als für das rothe Licht.

Kennt man einmal die Länge der Lichtwelle, so kann man auch leicht ihre Schwingungsdauer berechnen, da ja auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes bekannt ist. In einer Secunde pflanzt sich das Licht in runder Zahl um 30 000 000 m fort. Dividirt man diese Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch die gleichfalls in Metern ausgedrückte Wellenlänge, so erfährt man, wie viel Lichtschwingungen in einer Secunde gemacht werden. Für das mittlere rothe Licht ergeben sich auf diese Weise

$$\frac{30\,000\,000}{0{\cdot}00000066} = 450 \text{ Billionen},$$

für violettes Licht aber

728 Billionen

Schwingungen in der Secunde.

122 Breite und Intensitätsverhältnisse des Beugungsbildes.

Da nach den obigen Betrachtungen die Wellenlänge λ gefunden wird, wenn man die Breite s der beugenden Spalte mit dem Sinus des Winkelabstandes β des ersten dunklen Streifens von der Mitte des Bildes multiplicirt, da also

$$\lambda = s\, sin\, \beta,$$

so ist auch

$$sin\, \beta = \frac{\lambda}{s},$$

d. h. der Sinus des Ablenkungswinkels für den ersten dunklen Streifen also auch die Breite der Seitenspectra ist der Breite der Spalte umgekehrt proportional. Für eine 2-, 3-, 4mal breitere Spalte werden also die Spectra 2-, 3-, 4 mal schmäler werden.

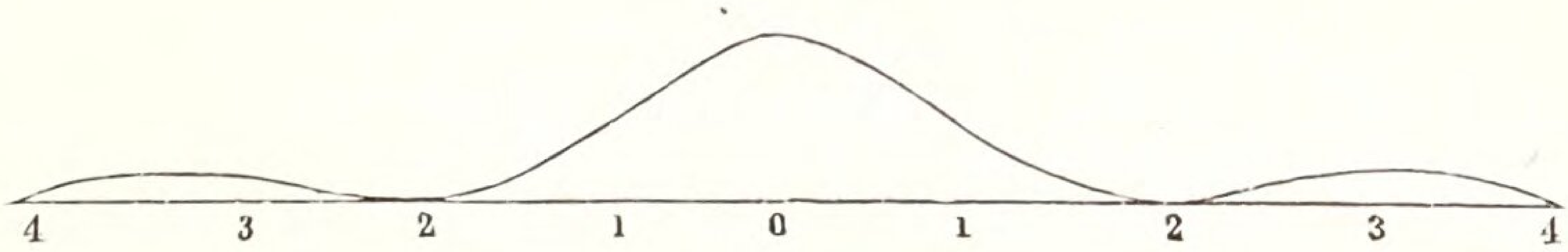
Schwerd fand für die Breite der Spectra im rothen Lichte, bei Anwendung von Spalten verschiedener Breite, folgende Werthe:

Breite der Spalte	Winkelbreite der Spectra
1·353	1′ 38·1″
1·274	1′ 45·7″
0·989	2′ 7·0″

In der That verhalten sich hier die Winkelbreiten der Spectra sehr nahe umgekehrt wie die Breiten der Spalte. Dieses Verhältniss zwischen der Breite der Spectra und der Spalte war durch genaue Messungen älterer Physiker schon lange ausgemittelt worden, ehe man die Beugungserscheinungen überhaupt zu erklären wusste.

Nach den in §. 120 berechneten Werthen ist über der Abscissenlinie AB, Fig. 386, die Intensitätscurve der Beugungsfigur einer ein-

Fig. 386.



fachen Spalte gezeichnet, und zwar ist für die Intensität I in der Mitte des Beugungsbildes bei o die Ordinate gleich 1 cm aufgetragen. Bezeichnen wir nun den Abstand des ersten Minimums rechts oder links von der Mitte des Bildes mit 2, so sind die Ordinaten in

$$1 = 0{\cdot}4\ I$$

$$3 = \frac{0{\cdot}4}{9}\ I = 0{\cdot}045\ I$$

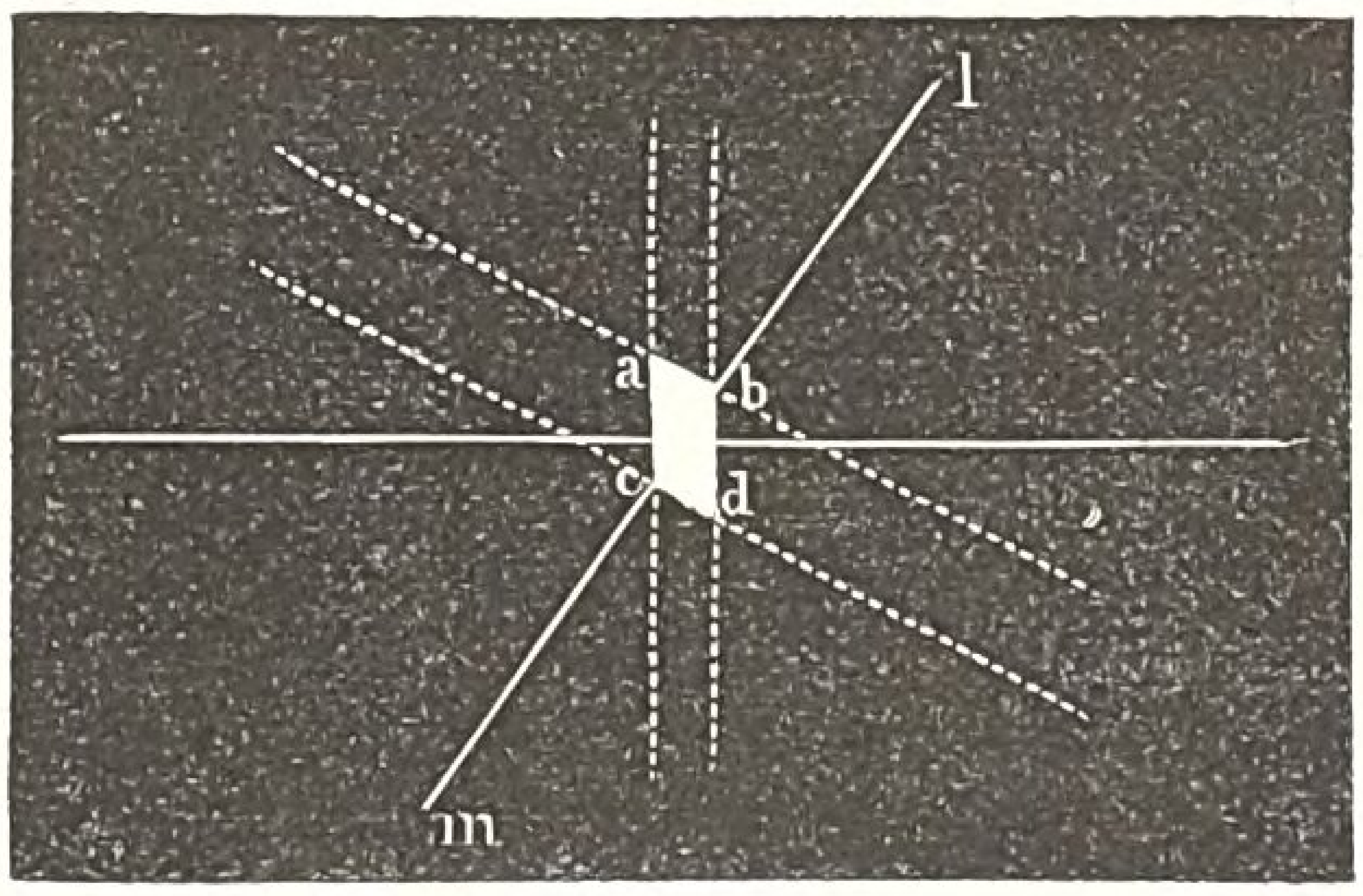
aufzutragen. Bei 5 (auf unserer Figur nicht mehr vorhanden) wäre dann $\frac{0{\cdot}4}{25}\ I = 0{\cdot}016\ I$ aufzutragen etc.

Mit abnehmender Breite der Spalte wird natürlich auch die ganze Erscheinung lichtschwächer. Die Oeffnungen, die man vor das Objectiv eines Fernrohrs setzt, können weit grösser sein als diejenigen, welche zur Beobachtung mit dem blossen Auge bestimmt sind, weil ja die Erscheinung durch das Ocular vergrössert gesehen wird; da aber die vergrösserte Oeffnung eine grössere Lichtstärke zur Folge hat, so bietet auch hierin wieder die Beobachtung durch das Fernrohr einen grossen Vortheil.

Im Wesentlichen erklärt sich auch nun die Erscheinung Fig. 376, S. 436, wie man sie durch eine parallelogrammatische Oeffnung wahrnimmt. Das Parallelogramm $abcd$, Fig. 387 (a. f. S.), bildet einen Theil eines verticalen Spaltes (und dieser Stellung des Parallelogramms entspricht unsere Beugungsfigur), es wird sich also offenbar eine horizontale

Reihe von Spectren bilden; die Kanten ab und cd bilden aber einen Theil eines schrägstehenden Spaltes, und ein solcher wird eine Reihe von Spectren erzeugen, die in der auf der Richtung der Kanten ab und cd rechtwinklig stehenden Richtung lm auf einander folgen.

Fig. 387.



Wenn die Entfernung der verticalen Kanten von einander halb so gross ist, als die Entfernung der schrägen, so werden die horizontalen Spectren doppelt so breit werden als die schrägen.

Wir können hier nicht weiter auf die Erklärung dieser Erscheinung sowie derjenigen, welche durch dreieckige, kreisförmige etc. Oeffnungen hervorgebracht werden, eingehen; denn wenn es auch möglich ist, die Grundsätze der Beugungserscheinungen elementar zu entwickeln, so ist doch bei complicirteren Fällen die Anwendung höherer Rechnung nicht zu entbehren; wir müssen in dieser Beziehung auf Schwerd's classisches Werk über die Beugungserscheinungen verweisen. (Die Beugungserscheinungen aus den Fundamentalgesetzen der Undulationstheorie analytisch entwickelt von F. M. Schwerd. Mannheim 1835.)

Wir haben bis jetzt nur von den Beugungserscheinungen geredet, wie sie bei Anwendung von homogenem Lichte beobachtet werden. Es ist schon mehrfach angeführt worden, dass die Beugungsbilder für die verschiedenen Farben nicht gleiche Breite haben, und daraus geht hervor, dass bei Anwendung von weissem Lichte die Maxima und Minima der Lichtstärke für die verschiedenen Farben nicht zusammenfallen; man wird also an keiner Stelle des Beugungsbildes vollkommene Dunkelheit sehen und an keiner Stelle, die Mitte ausgenommen, Weiss erblicken; überall sieht man Farbentöne, in welchen diejenigen Farben vorherrschen, welche an dieser Stelle gerade einen hellen Streifen bilden, während gerade die Farben fehlen, welche hier im Minimum sind. Die Aufeinanderfolge dieser Farbentöne ist ganz dieselbe wie die, welche wir bald bei den Newton'schen Farbenringen werden kennen lernen.

123 **Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen.** Wir haben bisher stillschweigend angenommen, dass nur gleichfarbige Strahlen interferiren, ungleichfarbige aber nicht; dass also rothe Strahlen weder mit gelben, noch mit grünen, noch mit blauen Strahlen interferiren. Die Richtigkeit dieser Annahme wird schon dadurch bestätigt, dass man in der That nirgends eine Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen wahrnimmt; aber auch theoretisch lässt sich der Grund davon leicht nachweisen. Zu diesem Zwecke wollen wir die analogen Erscheinungen bei der Interferenz der Schallwellen betrachten. Wir haben in der Lehre

vom Schalle gesehen, dass, wenn nicht isochrone Schallwellen interferiren, ein abwechselndes Anschwellen und Nachlassen des Tones entsteht; etwas Aehnliches muss auch bei der Interferenz ungleichfarbiger Lichtstrahlen entstehen.

Wir haben aber ferner gesehen, dass die Anzahl der Stösse in jeder Secunde davon abhängt, wie viel Schwingungen der eine Ton in jeder Secunde mehr macht als der andere, und dass, wenn die Schwingungszahlen bei den Tönen sehr verschieden sind, die Stösse so rasch folgen, dass man sie nicht mehr unterscheiden kann.

Dies ist nun auch bei der Interferenz ungleichfarbiger Lichtstrahlen der Fall. Die mittleren rothen Strahlen machen 437, die mittleren violetten 728 Billionen Schwingungen in der Secunde; die violetten also 291 Billionen Schwingungen in der Secunde mehr als die rothen; die mittleren orangefarbenen Strahlen werden also ungefähr 48 Billionen Schwingungen in der Secunde mehr machen als die rothen; man sieht daraus, dass bei der Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen die Stösse so ungeheuer rasch folgen, dass das abwechselnde Stärker- und Schwächerwerden des Lichtes nicht unterschieden werden kann. Aber auch etwas den Combinationstönen Analoges kann hier nicht beobachtet werden. Die Interferenz der mittleren rothen und der mittleren violetten Strahlen bringt 291 Billionen Stösse in der Secunde hervor. Einzelne Stösse sind daher natürlich nicht zu unterscheiden; aber auch ihr Totaleindruck kann vom Auge nicht als eine besondere Farbe wahrgenommen werden, weil 367 Billionen Schwingungen in der Secunde die langsamsten sind, welche im Auge noch den Eindruck des Lichtes hervorbringen.

Beugungserscheinungen, welche man durch mehrere neben einander liegende Oeffnungen beobachtet. Gitterspectra. 124 Wenn zwei oder mehrere gleiche beugende Oeffnungen neben einander stehen, so erscheint im Wesentlichen dieselbe Beugungsfigur, die man auch durch eine dieser Oeffnungen beobachtet haben würde; nur erscheint die Hauptfigur von vielen schwarzen Streifen durchschnitten. So beobachtet man z. B. das Beugungsbild Fig. 3, Tab. IV, durch zwei gleiche Spalten, welche so neben einander stehen, wie Fig. 388 (a.f.S.) zeigt, und welche um die Breite eines Spaltes von einander entfernt sind. Die Fig. 1, Tab. VI, zeigt die Erscheinung, wie sie durch zwei neben einander stehende kreisförmige Oeffnungen, Fig. 389 (a.f.S.), beobachtet wird; vier solcher Oeffnungen, deren Mittelpunkte ein Quadrat bilden, Fig. 390 (a. f. S), bringen die Erscheinung Fig. 2, Tab. VI, hervor.

Betrachten wir zunächst die durch zwei Spalten hervorgebrachten Beugungserscheinungen, so sehen wir, dass die Spectra erster Classe, welche eine solche Oeffnung hervorgebracht haben würde, durch diese schwarzen Streifen in kleinere Abtheilungen zerlegt erscheinen, welche Fraunhofer Spectra zweiter Classe nannte. Besonders scharf und

deutlich treten diese dunklen Streifen im mittleren Theile der Beugungsfigur auf.

Nimmt man ein System von vielen schmalen, parallelen Spalten, welches man ein Gitter nennt, so erhält man wieder eine andere Beu-

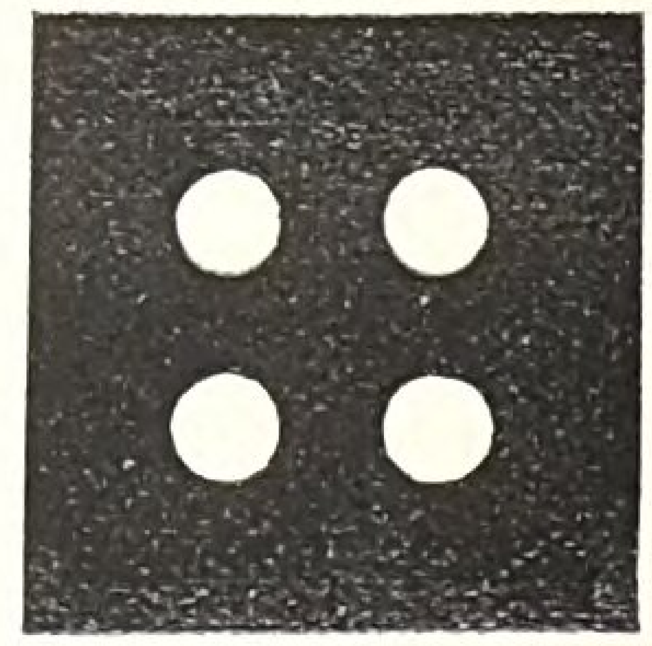
Fig. 388.



Fig. 389.



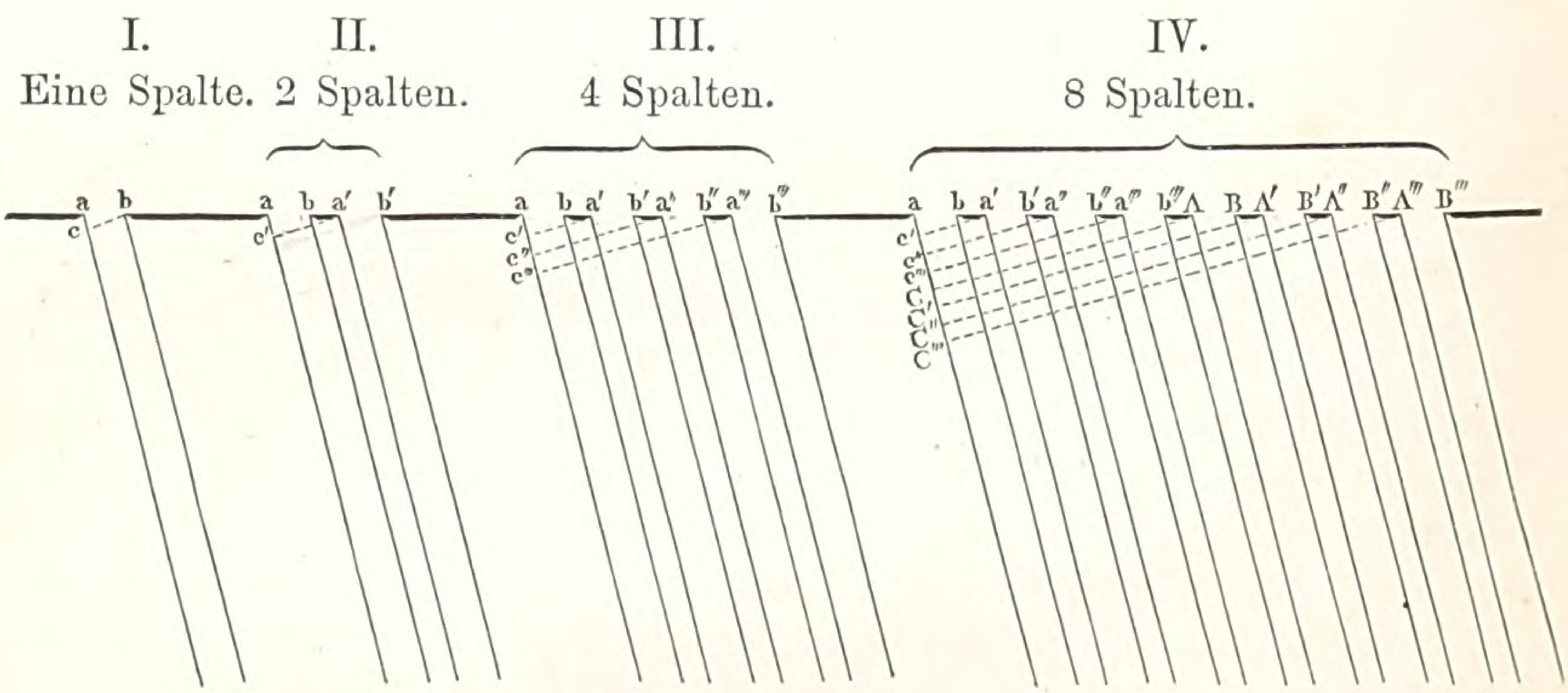
Fig. 390.



gungserscheinung, die wir später näher beschreiben werden. Um alle diese Erscheinungen in ihrem Zusammenhange systematisch abzuleiten, wollen wir noch einmal von Einer Spalte ausgehend durch fortwährende Verdoppelung der Anzahl derselben bis zu den eigentlichen Gittern fortschreiten.

Fig. 391 stelle einen Horizontaldurchschnitt durch mehrere solche Spaltensysteme vor. Wir wählen absichtlich zunächst den allgemeineren

Fig. 391.



Fall, dass die Spaltenbreite $ab = a'b' = a''b'' = AB$ etc., die wir mit s bezeichnen wollen, nicht gleich dem Abstande zweier Nachbarspalten $ba' = b'a'' = BA'$ etc. sei. Die Entfernung $aa' = bb' = AA' = BB'$ etc., welche gleich ist der Entfernung der Mitte der Spalten von einander, bezeichnen wir mit b, den Winkel $abc = aa'c' = aa''c''$ etc. nennen wir α und die Wellenlänge des angewendeten homogenen Lichtes λ. m und n sollen zwei ganze Zahlen vorstellen.

Solche Strahlenbündel, welche, wie die in unserer Figur dargestellten, in paralleler Richtung von den beiden Oeffnungen ausgehen, werden in einem und demselben Punkte der Netzhaut oder in einem Punkte in

der Brennweite des Fernrohrobjectivs vereinigt. Wenn nun die Ablenkung der gebeugten Strahlenbündel gerade eine solche ist, dass die Elementarstrahlen eines jeden Bündels sich schon unter einander selbst vernichten, so wird auch durch das Zusammenwirken der beiden Strahlenbündel kein Licht erzeugt werden können; die dunklen Stellen also, welche man im Beugungsbilde beobachtet, wenn bloss eine Oeffnung vorhanden ist, werden auch dunkel bleiben, wenn man eine zweite Oeffnung derselben Art neben der ersten anbringt.

Die hellen Streifen im Beugungsbilde einer Oeffnung werden hingegen durch das Hinzukommen der zweiten nicht unverändert bleiben können; denn es muss an gewissen Stellen der Fall eintreten, dass jedes der beiden Strahlenbündel für sich allein eine bestimmte Vibrationsamplitude erzeugen, also eine helle Stelle im Beugungsbilde hervorbringen würde, dass aber zwischen den beiden Bündeln ein vollkommener Gegensatz stattfindet, so dass beide ihre Wirkung gegenseitig vernichten. Es ist demnach klar, dass durch das Hinzutreten der zweiten Oeffnung an solchen Orten dunkle Streifen entstehen können, welche im Beugungsbilde einer Oeffnung hell erscheinen, also dunkle Streifen, welche in den hellen Partien des Beugungsbildes einer Spalte auftreten.

Eine Spalte, Fig. 391 I.

Für diesen Fall haben wir bereits in §. 120 gefunden, dass die Bedingung für das Auftreten eines Intensitätsmaximums ist:

dass $ac = o$ oder $= \frac{1}{2}\lambda$ oder $= \frac{3}{2}\lambda$ oder $= \frac{5}{2}\lambda$ allgemein $= \frac{2m-1}{2}\lambda$,

dagegen die Bedingung für das Auftreten eines Intensitätsminimums ist:

dass $ac = \quad \lambda, \quad 2\lambda, \quad 3\lambda \quad$ „ $\quad = m\lambda$.

Da nun $ac = s \,.\, sin\,\alpha$, so kommt:

ein Maximum für

$$s \,.\, sin\,\alpha = o \text{ oder} = \frac{2m-1}{2}\lambda, \text{ d. h. für } sin\,\alpha = o \text{ oder} = \frac{2m-1}{2}\frac{\lambda}{s},$$

ein Minimum für

$$s \,.\, sin\,\alpha = \quad m\lambda, \text{ d. h. für } sin\,\alpha = \quad m\frac{\lambda}{s}.$$

Man hat also z. B.:

Lichtmaxima für

$$sin\,\alpha = o,\ \tfrac{1}{2}\frac{\lambda}{s},\quad \tfrac{3}{2}\frac{\lambda}{s},\quad \tfrac{5}{2}\frac{\lambda}{s},\quad \tfrac{7}{2}\frac{\lambda}{s},\quad \tfrac{9}{2}\frac{\lambda}{s},\quad \tfrac{11}{2}\frac{\lambda}{s},\quad \tfrac{13}{2}\frac{\lambda}{s} \text{ etc.}$$

Lichtminima für

$$sin\,\alpha = \quad \frac{\lambda}{s},\quad \frac{2\lambda}{s},\quad \frac{3\lambda}{s},\quad \frac{4\lambda}{s},\quad \frac{5\lambda}{s},\quad \frac{6\lambda}{s} \text{ etc.}$$

Zwei Spalten, Fig. 391 II.

Wir lassen zunächst die Minima unbeachtet, welche durch je Eine Spalte für sich entstehen. Damit die beiden Spalten mit einander Maximum und Minimum geben, haben wir offenbar folgende Bedingungen:

Es giebt ein Maximum, wenn

$ac' = n\lambda$, oder, da $ac' = b \,.\, \sin\alpha$, wenn $\sin\alpha = n\,\frac{\lambda}{b}$,

es giebt ein Minimum, wenn

$ac' = \frac{2n-1}{2}\lambda$, oder, da $ac' = b\,.\sin\alpha$, wenn $\sin\alpha = \frac{2n-1}{2}\,\frac{\lambda}{b}$,

also z. B.

Maxima für

$$\sin\alpha = o, \frac{\lambda}{b}, \quad \frac{2\lambda}{b}, \quad \frac{3\lambda}{b}, \quad \frac{4\lambda}{b}, \quad \frac{5\lambda}{b}, \quad \frac{6\lambda}{b} \cdots\cdots \frac{n\lambda}{b}$$

Minima für

$$\sin\alpha = o \quad \tfrac{1}{2}\frac{\lambda}{b}, \quad \tfrac{3}{2}\frac{\lambda}{b}, \quad \tfrac{5}{2}\frac{\lambda}{b}, \quad \tfrac{7}{2}\frac{\lambda}{b}, \quad \tfrac{9}{2}\frac{\lambda}{b}, \quad \tfrac{11}{2}\frac{\lambda}{b} \cdots\cdots \frac{2n-1}{2}\,\frac{\lambda}{b}.$$

Also Maxima, wenn $\sin\alpha$ einem geraden Multiplum von $\frac{1}{2}\frac{\lambda}{b}$ gleich ist,

also Minima, „ „ „ ungeraden „ „ $\frac{1}{2}\frac{\lambda}{b}$ „ „

Die so berechneten Maxima kommen aber nur dann wirklich zu Stande, wenn nicht etwa gerade an dieselbe Stelle ein Minimum fällt, welches durch je Eine Spalte für sich allein schon erzeugt wird. Denn, wie wir oben bemerkt, kann durch Hinzutreten neuer Spalten wohl irgendwo Licht ausgelöscht, nicht aber ein Lichtminimum aufgehellt werden. Nun entstehen, wie wir früher gezeigt, durch Eine Spalte Lichtminima an den Stellen, wo $\sin\alpha = \frac{\lambda}{s}, \frac{2\lambda}{s} \cdots\cdots \frac{m\lambda}{s}$.

Es trifft also eines dieser Minima auf ein Maximum, wenn

$$\frac{m\lambda}{s} = \frac{n\lambda}{b}, \text{ d. h. wenn } \frac{s}{b} = \frac{m}{n},$$

d. h. wenn s zu b in einem rationalen Verhältnisse steht. Nimmt man z. B., was der einfachste Fall wäre, die Zwischenräume zwischen zwei Spalten gleich der Spaltbreite, so ist $s = \frac{b}{2}$; die durch Eine Spalte erzeugten Minima treffen also auf die Stellen, wo

$$\sin\alpha = \frac{\lambda}{\frac{b}{2}}, \frac{2\lambda}{\frac{b}{2}}, \frac{3\lambda}{\frac{b}{2}} \cdots\cdots \text{oder} = \frac{2\lambda}{b}, \frac{4\lambda}{b}, \frac{6\lambda}{b} \cdots\cdots \frac{2m\lambda}{b}.$$

Es kommen mithin in diesem speciellen Falle von den durch die zwei Spalten entstehenden

Maximis bei o $\frac{\lambda}{b}$, $\frac{2\lambda}{b}$, $\frac{3\lambda}{b}$, $\frac{4\lambda}{b}$, $\frac{5\lambda}{b}$, $\frac{6\lambda}{b}$

die auf die Minima bei: $\frac{2\lambda}{b}$, $\frac{4\lambda}{b}$, $\frac{6\lambda}{b}$

fallenden in Abrechnung; es bleiben demnach

die Maxima bei o $\frac{\lambda}{b}$ $\frac{3\lambda}{b}$ $\frac{5\lambda}{b}$ $\frac{7\lambda}{b}$

u. s. f. bestehen, zwischen welchen folgende Minima sich einschalten:

$$\frac{1}{2}\frac{\lambda}{b},\quad \frac{3}{2}\frac{\lambda}{b},\ \frac{2\lambda}{b},\ \frac{5}{2}\frac{\lambda}{b},\quad \frac{7}{2}\frac{\lambda}{b},\ \frac{4\lambda}{b},\ \frac{9}{2}\frac{\lambda}{b},\quad \frac{11}{2}\frac{\lambda}{b},\ \frac{6\lambda}{b},\ \frac{13}{2}\frac{\lambda}{b}$$

u. s. f.

Hierdurch erklärt sich das durch zwei Spalten, welche um ihre eigene Breite abstehen (Fig. 388), erhaltene Beugungsbild, Tafel IV, Fig. 3. Zur Orientirung sind daselbst unter dem Rande die den Maximis und Minimis entsprechenden Coefficienten von $\frac{\lambda}{b}$ beigesetzt. Die durch je Eine Spalte entstandenen Minima (Minima I. Classe) erscheinen als breitere Schatten, die durch das Zusammenwirken der zwei Spalten erhaltenen Minima (Minima II. Classe) erscheinen viel schmäler und fassen zu je zweien ein Minimum der I. Classe zwischen sich. Nur in der Mitte ist zwischen den beiden Minimis der II. Classe das Maximum für $sin\,\alpha = o$.

In ähnlicher Weise lassen sich auch die Erscheinungen für Gruppen von Oeffnungen nach Fig. 389 und 390, wie sie auf Tafel VI. abgebildet sind, erklären. Wir halten uns aber nicht länger bei denselben auf, sondern gehen an die weitere Untersuchung des Einflusses einer immer weiteren Verdoppelung der Spalten, wodurch wir zu den eigentlichen Gitterspectren gelangen, welche grössere Wichtigkeit besitzen.

Vier Spalten, Fig. 391 III.

Lassen wir wieder zunächst die Minima, welche schon durch Eine und zwei Spalten entstehen, ausser Acht, so ergiebt sich uns in analoger Weise wie früher für die Orte der Maxima und Minima folgendes Schema:

Es kommt ein Maximum, sobald

$$a c'' = 2 b \sin\alpha = n \lambda \quad \text{oder} \quad \sin\alpha = \frac{n}{2}\frac{\lambda}{b} = \frac{2n}{4}\frac{\lambda}{b}.$$

Es kommt ein Minimum, sobald

$$a c'' = 2 b \sin\alpha = \frac{2n-1}{2}\lambda \text{ oder } \sin\alpha = \frac{2n-1}{4}\frac{\lambda}{b}.$$

Es giebt also z. B.

Maxima für $\sin\alpha =$

$$0,\ 2\frac{\lambda}{4b},\quad 4\frac{\lambda}{4b},\quad 6\frac{\lambda}{4b},\quad 8\frac{\lambda}{4b},\quad 10\frac{\lambda}{4b},\quad 12\frac{\lambda}{4b},$$

Minima für $\sin\alpha =$

$$\frac{\lambda}{4b}\quad 3\frac{\lambda}{4b}\quad 5\frac{\lambda}{4b}\quad 7\frac{\lambda}{4b}\quad 9\frac{\lambda}{4b}\quad 11\frac{\lambda}{4b}.$$

Also Maxima für die geraden, Minima für die ungeraden Viertel von $\frac{\lambda}{b}$ als Werth für $\sin\alpha$.

Nun liefern aber je zwei Spalten bereits folgende Minima für

$$\sin\alpha = 2\frac{\lambda}{4b}\qquad 6\frac{\lambda}{4b}\qquad 10\frac{\lambda}{4b}.$$

Es bleiben also von den eben berechneten Maximis nur übrig die an den Stellen: $\sin\alpha =$

$$o\qquad \frac{\lambda}{b}\qquad \frac{2\lambda}{b}\qquad \frac{3\lambda}{b},$$

zwischen denen sich Minima einschalten an den Stellen: $\sin\alpha =$

$$\frac{\lambda}{4b}\ \frac{2\lambda}{4b}\ \frac{3\lambda}{4b}\ -\ \frac{5\lambda}{4b}\ \frac{6\lambda}{4b}\ \frac{7\lambda}{4b}\ -\ \frac{9\lambda}{4b}\ \frac{10\lambda}{4b}\ \frac{11\lambda}{4b}\ -.$$

Acht Spalten, Fig. 391 IV.

Das Schema entwickelt sich nun regelmässig weiter; man erhält zunächst ohne Rücksicht auf die früher berechneten Minima:

Maxima für

$$a C = 4 b \sin\alpha = n \lambda \quad \text{oder} \quad \sin\alpha = \frac{n}{4}\frac{\lambda}{b} = \frac{2n}{8}\frac{\lambda}{b},$$

Minima für

$$a C = 4 b \sin\alpha = \frac{2n-1}{2}\lambda \text{ oder } \sin\alpha = \frac{2n-1}{8}\frac{\lambda}{b}.$$

Beispielsweise erhält man also für nachfolgende Coefficienten von $\frac{\lambda}{b}$:

Maxima: $o \quad \frac{2}{8} \quad \frac{4}{8} \quad \frac{6}{8} \quad \frac{8}{8} \quad \frac{10}{8} \quad \frac{12}{8} \quad \frac{14}{8} \quad \frac{16}{8} \quad \frac{18}{8} \quad \frac{20}{8} \quad \frac{22}{8} \quad \frac{24}{8}$

und für folgende Coefficienten:

Minima $\frac{1}{8} \quad \frac{3}{8} \quad \frac{5}{8} \quad \frac{7}{8} \quad \frac{9}{8} \quad \frac{11}{8} \quad \frac{13}{8} \quad \frac{15}{8} \ldots.$

Von den berechneten Maximis fallen jedoch auf früher berechnete Minima folgende: $\frac{2}{8} \quad \frac{4}{8} \quad \frac{6}{8} \quad \frac{10}{8} \quad \frac{12}{8} \quad \frac{14}{8} \quad \frac{18}{8}, \quad \frac{20}{8}, \quad \frac{22}{8}$

Es bleiben also die Maxima für $\sin \alpha =$

$$o \qquad \frac{\lambda}{b} \qquad \frac{2\lambda}{b} \qquad \frac{3\lambda}{b},$$

zwischen welchen sich Minima einschalten für folgende Coefficienten von $\frac{\lambda}{b}$:

$$\frac{1}{8}\ \frac{2}{8}\ \frac{3}{8}\ \frac{4}{8}\ \frac{5}{8}\ \frac{6}{8}\ \frac{7}{8} \qquad \frac{9}{8}\ \frac{10}{8}\ \frac{11}{8}\ \frac{12}{8}\ \frac{13}{8}\ \frac{14}{8}\ \frac{15}{8} \qquad \frac{17}{8}\ \frac{18}{8}\ \frac{19}{8}\ \frac{20}{8}\ \frac{21}{8}\ \frac{22}{8}\ \frac{23}{8}.$$

Gitter mit vielen Spalten.

Das Schema für die Entwickelung der Anordnung der Maxima und Minima bei gesteigerter Anzahl der Spalten ist ein so einfaches, dass sich leicht überblicken lässt, wohin eine weitere bedeutende Vermehrung der Spalten endlich führen wird. Es ergeben sich folgende Resultate:

1. Die Maxima der Helligkeit bleiben an den Orten, für welche $\sin \alpha = o$ oder ein ganzes Multiplum von $\frac{\lambda}{b}$ ist.
2. Die Maxima werden immer schmäler, weil die benachbarten Minima immer näher rücken.
3. Die Maxima werden immer intensiver, weil ihre Intensität mit dem Quadrat der Zahl der Oeffnungen zunimmt.
4. Die Minima werden immer zahlreicher und bedecken zuletzt den Zwischenraum zwischen den Maximis so, dass derselbe dunkel erscheint.
5. Wenn nicht zufällig das Verhältniss $\frac{s}{b}$ dem von kleinen ganzen Zahlen zu einander gleichkommt, so entfällt der Einfluss der Beugung, die durch je Eine Spalte allein hervorgerufen wird, d. h. es werden die angegebenen Maxima nicht ausgelöscht. Die Lage der Maxima ist daher nur von b und nicht von s abhängig.

Nehmen wir nun die Tafel V. zur Hand und überblicken mit Hilfe derselben nochmals die bisher gefundenen Resultate. Mit vorläufiger Uebergehung von Fig. I sehen wir in Fig. II die Intensitätscurve für das Zusammenwirken zweier Spalten dargestellt. Sie zeigt die Maxima der Helligkeit an den Stellen, wo $\sin \alpha = 1\ \frac{\lambda}{b}, 2\ \frac{\lambda}{b}, 3\ \frac{\lambda}{b} \ldots.$ (der Factor $\frac{\lambda}{b}$ ist in der Zeichnung weggelassen, die Ordinaten der Intensitäts-

curve sind nur annähernd genau), sie zeigt Minima an den Punkten, wo $\sin\alpha = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{b}, \frac{3}{2}\frac{\lambda}{b}, \frac{5}{2}\frac{\lambda}{b}$.

Die Fig. III giebt die Intensitätscurve für 4 Spalten, die Maxima bei 0, 1, 2, 3 . . . bleiben erhalten und werden viermal so gross. Es treten die Minima dazu bei $\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{5}{4}, \frac{7}{4}, \frac{9}{4}, \frac{11}{4}$. . .

Fig. IV giebt die Intensitätscurve für 8 Spalten. Die Maxima bei 0, 1, 2, 3 · · · werden neuerdings viermal so gross, die neu auftretenden Minima liegen bei $\frac{1}{8}, \frac{3}{8}, \frac{5}{8}, \frac{7}{8}$ · · · · · u. s. f. Man sieht nun schon, wie die Zwischenräume zwischen den Maximis durch die vielen Minima so niedergedrückt werden, dass dort nirgends mehr eine erhebliche Intensität zu Stande kommt.

In Fig. I ist nun noch die Intensitätscurve für das Beugungsbild einer einzigen Spalte, deren Breite $s = \frac{1}{2} b$ angenommen ist, angedeutet. Wir haben ein Maximum bei 0, ein Minimum bei 2, das nächste Maximum würde bei 3, das nächste Minimum bei 4 fallen. Hätten also die bei II, III und IV benutzten Gitter eine solche Spaltbreite gleich gross dem Zwischenraum zwischen 2 Spalten, so müsste überall das Maximum bei 2, 4, 6 etc. ausfallen. Wäre die Spaltbreite nur $\frac{1}{3}$ von b, so würden die Maxima bei 3, 6, 9 . . . ausfallen.

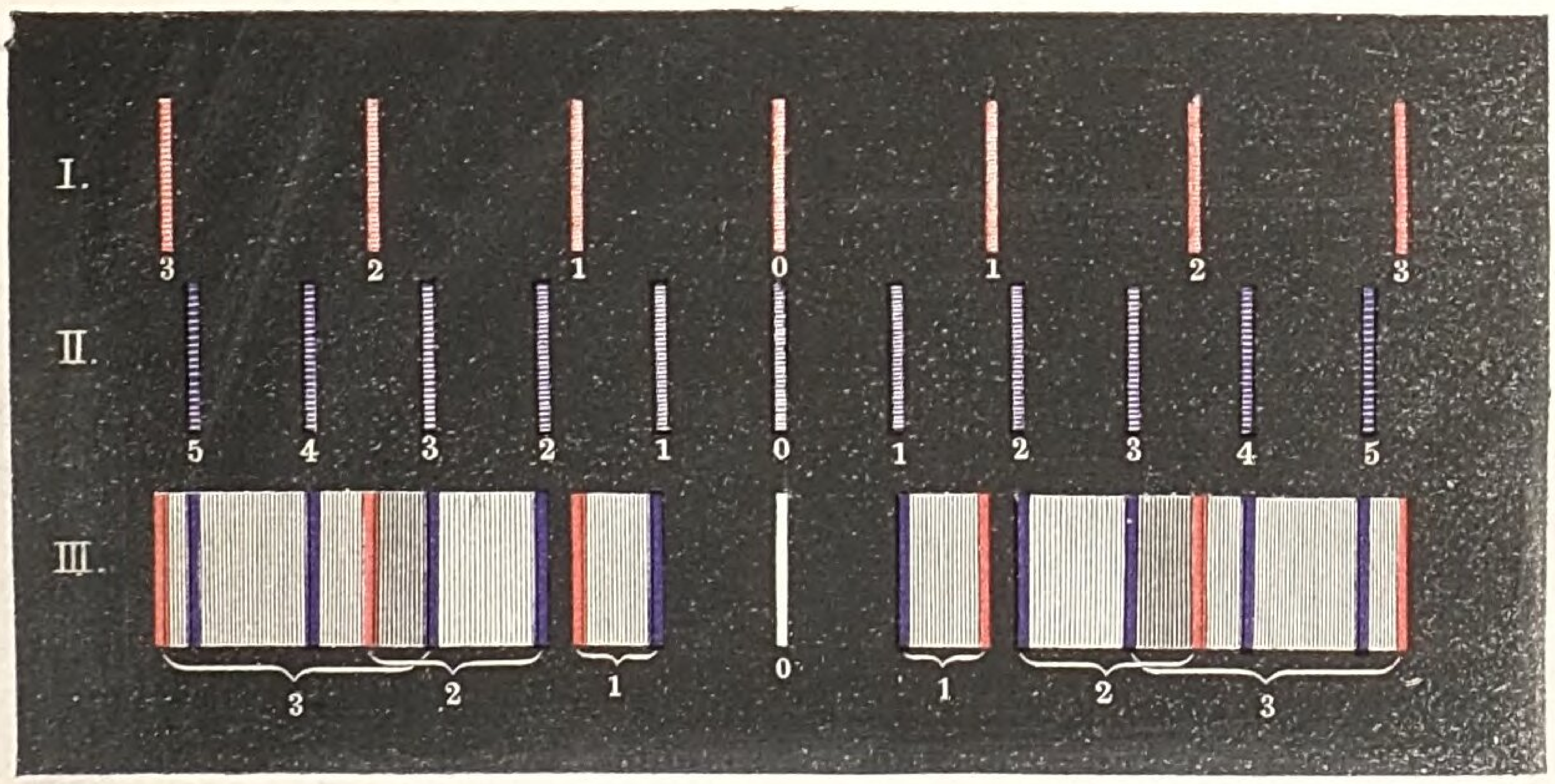
125 **Eigenschaften der Gitterspectren.** Die im vorigen Paragraphen abgeleiteten Resultate lassen nun die Erscheinungen erklären, welche man erhält, wenn man nach der beschriebenen Fraunhofer'schen Methode ein feines Gitter vor dem Objectiv eines Fernrohrs befestigt und dasselbe dann auf ein helles, in homogenem Lichte leuchtendes Object, z. B. auf eine, mittelst Lithiumflamme beleuchtete, verticale Spalte richtet. Wir nehmen dabei an, dass die Linien des Gitters parallel dieser Spalte, also vertical gestellt seien. Wir sehen dann die rothleuchtende Spalte in vielen gleich weit von einander entfernten Bildern, welche nach rechts und links an Intensität abnehmen, wiederholt, sowie etwa Fig. 392 I es darstellt. Der Winkelabstand je zweier solcher Bilder ist durch die Gleichung $\sin\alpha = \frac{\lambda}{b}$ gegeben. Je näher also die Linien des Gitters an einander, also je mehr Linien längs der Breite Eins eingeschnitten sind, desto grösser wird die gegenseitige Entfernung der Bilder und zwar ist diese Entfernung dem Abstande der Linien verkehrt, also der Anzahl der Linien auf der Breite Eins gerade proportional.

Ferner ist die Entfernung der Bilder von einander der Wellenlänge λ des Lichtes proportional, sie ist also für verschiedene Farben verschieden, für Roth am grössten, für Violett am kleinsten. Fig. 392 II giebt die relativen Entfernungen für violettes Licht. Da dessen Wellenlänge etwas mehr als die Hälfte der Wellenlänge des rothen Lichtes beträgt, so erscheinen die violetten Bilder nicht ganz auf

die halbe Distanz der rothen zusammengerückt. Wenn das Gitter fein genug ist, so dass die Entfernungen der Bilder ziemlich gross sind, kann man auch direct auf die gefärbten Flammen blicken, welche dann in derselben Weise vervielfacht erscheinen.

Es ist nun auch leicht, die Erscheinungen abzuleiten, welche eine mit weissem Sonnenlichte beleuchtete schmale Spalte zeigen wird, wenn

Fig. 392.



wir sie mittelst eines Fernrohres, dessen Objectiv mit einem feinen Gitter bedeckt ist, beobachten. Es erscheinen zwischen dem ersten rothen und dem ersten violetten Seitenbilde eine continuirliche Reihe von farbigen Bildern, welche zusammen ein Spectrum und zwar das erste Seitenspectrum bilden, Fig. 392 III. Ebenso erscheinen zwischen dem zweiten rothen und dem zweiten violetten Seitenbilde eine Reihe continuirlicher Bilder, die zusammen das zweite Seitenspectrum bilden. Dasselbe ist vom ersten durch einen dunklen Zwischenraum getrennt. Das in analoger Weise entstehende dritte Seitenspectrum fällt zum Theil auf das zweite Seitenspectrum, so dass dort Farbenmischungen entstehen. Die folgenden Seitenspectra kommen noch mehr auf einander zu liegen und erzeugen deshalb allerlei Mischfarben, welche immer mehr dem vollen Weiss sich nähern, aber auch immer lichtschwächer werden. Es braucht wohl nicht erst erwähnt zu werden, dass das ganze Phänomen zur Mitte O symmetrisch angeordnet ist.

Die Reihenfolge der Farben in diesen Spectren ist genau dieselbe wie beim prismatischen Spectrum, nur ist, wie im nächsten Paragraphen näher erörtert werden soll, die Vertheilung der Farben beim Gitterspectrum eine andere.

Die Farben solcher Gitterspectra werden sich um so mehr den rein prismatischen nähern, je mehr man die Zahl der neben einander stehenden Spalten vermehrt und je feiner man die einzelnen Spalten macht;

bei hinlänglicher Feinheit der Gitter werden diese Spectra rein genug, um die Fraunhofer'schen Linien erkennen zu lassen. Einige dieser Linien sieht man mit Hülfe des Fernrohrs schon durch ein Drahtgitter mit 50, sehr viele aber schon durch ein Gitter mit 100 bis 200 Oeffnungen auf einen Centimeter.

Die Gitter zu diesen Versuchen erhält man, wenn man die cylindrischen Theile von Stecknadeln parallel neben einander und in gleichen Entfernungen auf einen viereckigen messingenen Rahmen befestigt; feinere Drahtgitter verfertigte Fraunhofer, indem er auf den gegenüberstehenden Enden eines solchen Rahmens die Gänge einer feinen Schraube einschnitt und zwischen diesen Gängen feine Metalldrähte ausspannte; die feinsten Gitter erhielt er, indem er auf ein mit Goldblättchen belegtes Planglas mit Hülfe einer Theilmaschine Parallellinien radirte, oder solche Linien mit einem Diamant in ein Planglas einschnitt.

Ganz ausgezeichnete Gitter der letzteren Art werden von Nobert (Barth in Pommern) verfertigt. Die mit Diamant in Glas eingeschnittenen Linien haben eine Länge von 1 Zoll und sind so nahe neben einander gezogen, dass der Abstand von der Mitte der einen bis zur Mitte der nächsten 0·01''' bis 0·001''' (altfranzösisches Maass) beträgt, dass also auf die Breite von 1 Pariser Linie bei den gröberen Gittern 100, bei den feinsten 1000 Diamantstriche neben einander liegen. Die Gesammtbreite der Nobert'schen Gitter beträgt 4 bis 12 Pariser Linien.

Durch feinere Gitter sieht man die Spectra schon sehr schön mit blossem Auge, ja man kann durch hinlänglich feine Gitter auf diese Weise selbst mehrere der Fraunhofer'schen Linien erkennen.

Um die Spectra der Beugungsgitter mit dem Fernrohr zu beobachten und Messungen mit demselben auszuführen, kann man das Gitter entweder unmittelbar vor dem Objectiv des Beobachtungsfernrohrs befestigen (etwa in der §. 119 besprochenen Art), so dass das Gitter gleichzeitig mit dem Fernrohr gedreht wird; oder man kann das Gitter in der Weise feststellen, dass es an der Drehung des Fernrohrs keinen Antheil nimmt, wie dies z. B. der Fall ist, wenn man das Gitter auf dem Tischlein, Fig. 27, S. 30, des Babinet'schen Goniometers oder des Spectrometers, Fig. 148, S. 157, aufstellt. In ihren Resultaten sind beide Beobachtungsarten ganz gleich.

Aus den Erscheinungen, welche man durch einfache Gitter beobachtet, erklärt sich auch die schöne durch Tab. VII dargestellte Erscheinung, welche man sieht, wenn man vor dem Objective des Fernrohrs zwei Drahtgitter kreuzt und nach einem Lichtpunkte sieht. Die Mitte der Erscheinung nimmt das weisse Bild des Lichtpunktes ein, welcher von einer Menge von Farbenbildern umgeben ist, die ihr violettes Ende nach innen kehren. Bilden die eingeritzten Linien concentrische Kreise, so erhält man beim Anblick eines solchen Punktes concentrisch angeordnete Spectren.

Aehnliche Erscheinungen beobachtet man, wenn man ein Stück Mousselin, Flor, Drahttuch oder Seidenband vor das Fernrohr bringt. Auch die schönen Farbenbilder, welche man sieht, wenn man durch die Fahne einer Vogelfeder (besonders gut dazu sind die Flügel- oder Schwanzfedern kleiner Vögel) nach einem Lichtpunkte sieht, gehören hierher. Ebenso ist die Glorie von mehreren farbigen Ringen, welche man um die Flamme eines Kerzenlichtes erblickt, wenn man nach demselben durch ein mit einem feinen Staube, etwa mit Semen lycopodii, bestreutes Glas sieht, eine verwandte Beugungserscheinung.

Feine Gitter zeigen bei reflectirtem Lichte ähnliche Farbenerscheinungen wie bei durchgelassenem; dadurch erklärt sich das schöne Farbenspiel fein gestreifter Oberflächen, z. B. der Barton'schen Irisköpfe, der Perlmutter u. s. w.

Anwendung der Beugungsgitter zur genauen Messung der Wellenlänge des Lichtes. 126 Die Beugungsgitter gestatten eine sehr wichtige Anwendung; sie dienen zur genauen Messung der Wellenlänge des Lichtes. In den vorangehenden Paragraphen haben wir für die ersten Seitenspectra (die ersten bleibenden Maxima) die Gleichung abgeleitet

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{b}, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

woraus folgt:

$$\lambda = b \, . \, \sin \alpha. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2)$$

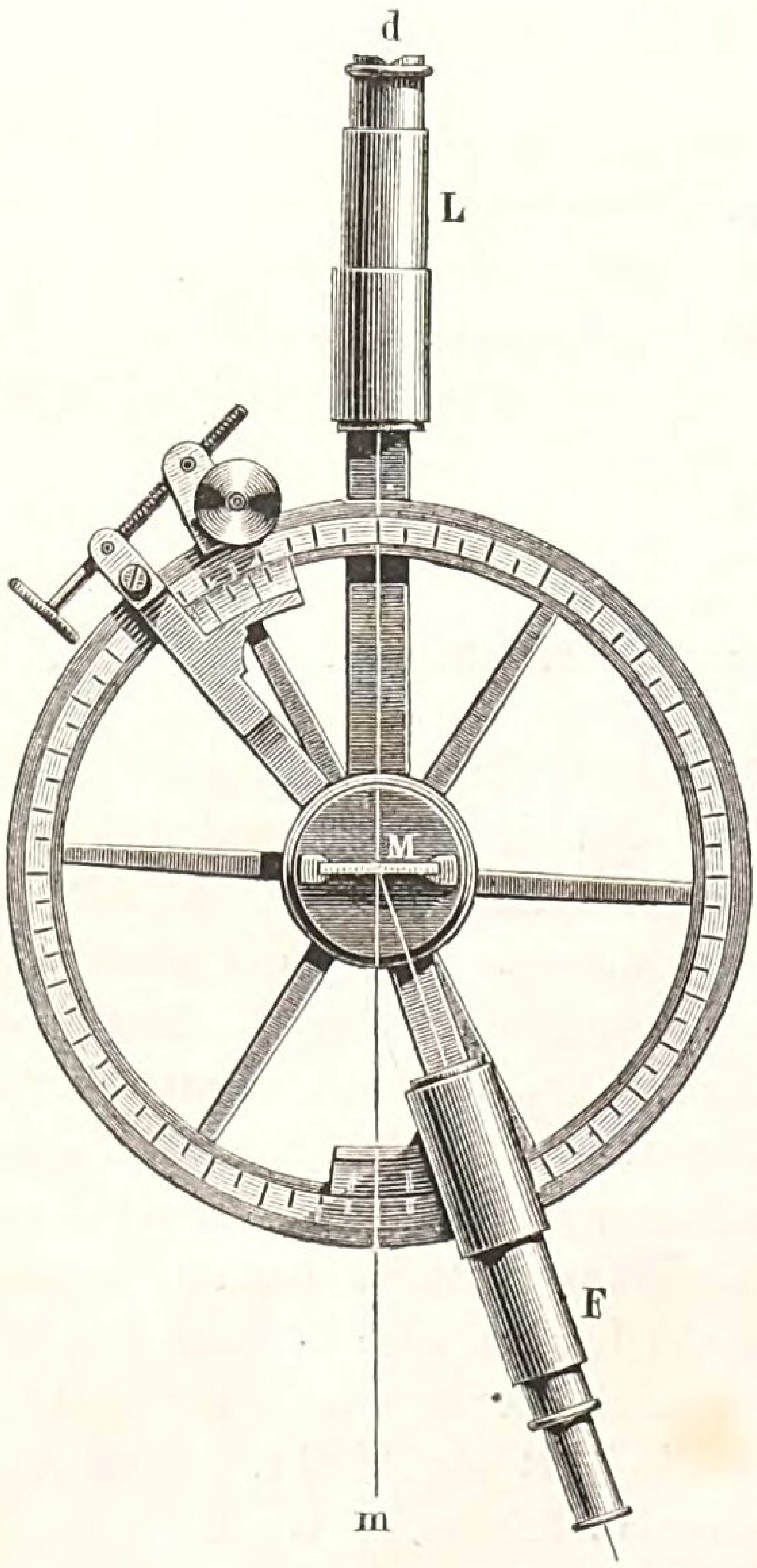
Man hat also nur b, das ist den Spaltenabstand (von Mitte zu Mitte) und den Winkel α zu messen, den die Lichtstrahlen zweier benachbarter Beugungsbilder mit einander bilden. Beides ist mit grosser Genauigkeit ausführbar und zwar ist diese Methode die genaueste von allen. Sie hat vor der im §. 121 besprochenen voraus, dass man auf die innere Weite der Spalten, welche sehr schwierig genau herzustellen und zu messen ist, gar keine Rücksicht zu nehmen, sondern nur die Anzahl der Spalten zu bestimmen hat, welche auf 1 mm Breite vorhanden sind. Diese Gitter werden übrigens mittelst genau gearbeiteter Theilmaschinen mit bestimmter Anzahl Linien, also bestimmtem Werthe von b, von mehreren Optikern angefertigt, so dass also nur mehr deren Verification und die Messung des Winkels α überbleibt. Letztere Messung erfolgt mittelst des Spectrometers in folgender Weise:

Das mit einer passenden Fassung versehene Gitter wird auf das Tischlein des Instrumentes so aufgestellt, dass die verticale Ebene der Glasplatte rechtwinklig steht auf der Axe des Spaltenrohres L, Fig. 393. (Es ist selbstverständlich, dass man zu genauen Messungen statt dieses einfachen Instrumentes ein Spectrometer von der in §. 40 oder 41 beschriebenen Form anwenden wird.) Stellt man nun das Fernrohr F so, dass seine Axe die Verlängerung der Axe des Spalten-

rohres L bildet, so wird die Mitte des Fadenkreuzes auf der centralen Lichtlinie dm, Fig. 393, des Beugungsbildes einstehen, was für eine Lichtquelle man auch vor der Spalte d aufstellen mag. Will man die Wellenlänge des homogenen Lichtes bestimmen, welches von irgend einer farbigen Flamme, etwa einer durch Kochsalz, Lithium u. s. w. gefärbten, ausgesendet wird, so stellt man die fragliche Flamme vor der Spalte d auf und misst alsdann die Winkel α, $2\,\alpha$, $3\,\alpha$, um welche man das Fernrohr F aus seiner Anfangsstellung drehen muss, damit der erste, der zweite, der dritte helle Streif der entsprechenden Farbe vor dem Fadenkreuz erscheint.

Noch genauer erhält man den Winkel α, wenn man nicht von der eben besprochenen Anfangsstellung des Fernrohres F ausgeht, sondern auf die correspondirenden hellen Streifen rechts und links einstellt. So erhält man den Winkel α, wenn das Fernrohr auf den ersten hellen Streif links und dann wieder auf den ersten hellen Streif rechts eingestellt und die Differenz der den beiden Stellungen entsprechenden Noniusablesungen halbirt wird.

Fig. 393.



Es wurde z. B. vor die Spalte d eine durch Lithium roth gefärbte Flamme gesetzt und das Fernrohr F so gerichtet, dass das Fadenkreuz auf die rothe Lithiumlinie des ersten Spectrums rechts und dann, dass es auf die entsprechende Linie des ersten Spectrums links eingestellt war, und für jede dieser beiden Stellungen wurde der Nonius abgelesen. Bezeichnen wir die rothe Lithiumlinie des ersten Seitenspectrums mit $Li, \alpha . 1$, so ergab sich der Stand des Nonius für

$$Li, \alpha . 1 \text{ rechts } 72^0\ 41'$$
$$Li, \alpha . 1 \text{ links } 55^0\ 28'$$

mithin hatte der Ablenkungswinkel α für jeden der rothen Streifen $Li, \alpha . 1$ den Werth $\alpha = 8^0\ 36'\,5$.

Das angewendete Nobert'sche Gitter hatte 1001 Diamantstriche auf die Breite von vier Pariser Linien eingeritzt, woraus sich $b =$ 0·00446 mm berechnet.

Für die Wellenlänge des rothen Lithiumlichtes haben wir also nach Gleichung 2)

$$\lambda = 0{\cdot}00446 \,.\, 0{\cdot}149679 = 0{\cdot}000667 \text{ mm}.$$

In gleicher Weise wurde die Ablenkung des rothen Lithiumstreifens im zweiten Seitenspectrum, also des Streifens $Li, \alpha.2$ von der Mitte des Beugungsbildes, gemessen und dafür der Werth $2\,\alpha = 17^0\ 27{\cdot}5'$ gefunden. Danach ergiebt sich für die Wellenlänge des rothen Lithiumlichtes der Werth

$$\lambda = b\,\frac{\sin\ 2\,\alpha}{2} = 0{\cdot}00446 \,.\, \frac{\sin\,(17^0\,27{\cdot}5')}{2} = 0{\cdot}000685 \text{ mm},$$

als Mittel ergiebt sich also aus diesen beiden Messungen für die Wellenlänge von Li, α der Werth

$$\lambda = 0{\cdot}0006763 \text{ mm}.$$

Nach derselben Methode fand J. Müller

für die	gelbe Natriumlinie	$\lambda = 0{\cdot}000592$ mm
„ „	grüne Thalliumlinie	$\lambda = 0{\cdot}000535$ „
„ „	blaue Strontiumlinie	$\lambda = 0{\cdot}000463$ „
„ „	blaue Indiumlinie	$\lambda = 0{\cdot}000455$ „

Statt der gefärbten Flamme kann man nun auch die Fraunhofer'schen Linien nach dieser Methode der Messung unterziehen und es wurden nach derselben von Fraunhofer, van der Willigen, Angström und Ditscheiner sehr genaue und sehr nahe mit einander übereinstimmende Werthe der Wellenlängen erhalten. Wir geben aus den Messungen, welche sich auch auf viele andere Linien der Kirchhof'schen Scala ausdehnen, hier nur einen Auszug, wobei wir die Tabellen Ditscheiner's (Sitzbr. der Wiener Acad. Bd. 63, 2. Abth. S. 567) benutzen.

(Siehe die Tabelle auf der folgenden Seite.)

Eisenlohr benutzte die Gitterspectra, um die Wellenlänge der äussersten ultravioletten Strahlen zu bestimmen, welche durch fluorescirende Substanzen noch sichtbar gemacht werden. Der Versuch war in folgender Weise angeordnet: Das durch eine verticale Spalte in das dunkle Zimmer eintretende Strahlenbündel fiel auf ein feines Russgitter bei ab, Fig. 394 (a. S. 460), dessen Linien mit der Spalte parallel waren, und welches auf einem entfernten Schirm CD die Gitterspectra erzeugte. Um die Fraunhofer'schen Linien deutlich sichtbar zu machen, wurde dicht hinter das Gitter eine achromatische Linse von 3 m Brennweite gesetzt. Als ein Schirm von Chininpapier angewandt wurde, erschienen auf beiden Seiten die Spectra über die violette Gränze V gegen die Mitte o hin ver-

Tabelle der Wellenlängen des Lichtes.

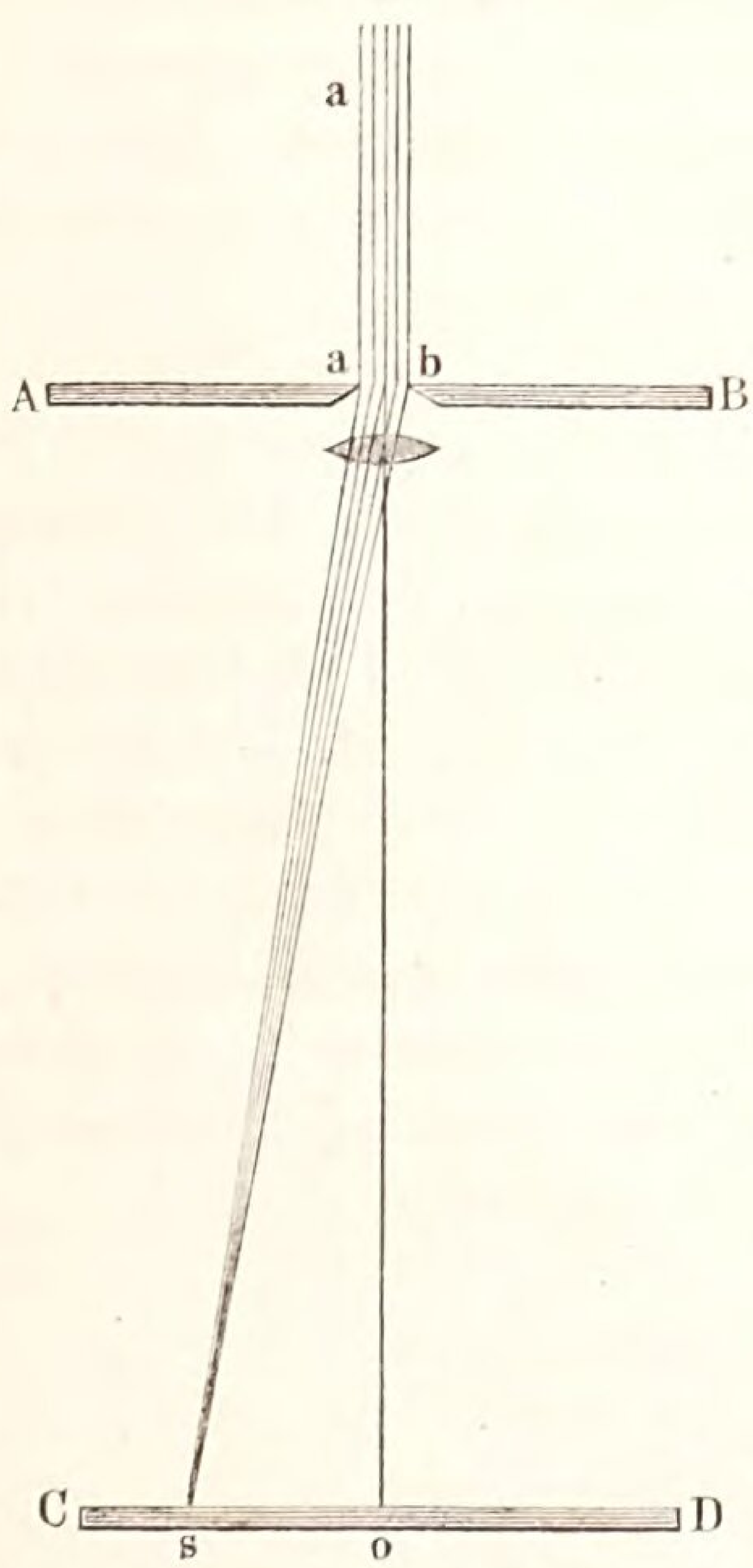
Bezeichnung nach Fraunhofer u. Scalenwerth nach Kirchhoff	Wellenlänge in Milliontel Millimeter nach Fraunhofer	van der Willigen	Angström	Ditscheiner	Anmerkung
A —	—	760·9	760·4		
a —	—	718·9	718·3		
B 593	687·8	687·13	686·67	687·41	
C 694	656·4	656·56	656·18	656·23	Ist identisch mit Wasserstofflinie *α*
D_1 1002·8	588·8	589·84	589·49	589·74	Identisch mit den beiden Natriumlinien.
D_2 1006·8		589·23	588·90	589·10	
E 1523·5	526·5	527·20	526·90	527·13	Fällt mit einer Eisenlinie zusammen.
b 1648·8	—	517·52	517·22	517·40	Fällt mit einer Magnesiumlinie zusammen.
F 2080·1	485·1	486·40	486·08	486·22	Identisch mit Wasserstofflinie *β*.
G 2854·1	429·2	431·14	430·70	431·12	
H_1 —	394·5	397·15	396·80	396·89	Fällt mit einer Calciumlinie zusammen.
H_2 —		393·87	393·30	393·53	

Bezeichnung nach Esselbach und Mascart	Wellenlängen der ultravioletten Strahlen in Milliontel Millimetern nach Mascart	Esselbach
L	379·1	381·9
M	365·7	372·9
N	349·8	358·0
O	336·0	344·0
P	329·0	336·0
Q	323·2	328·6
R	309·1	317·7

längert und zwar erschien das nach innen gekehrte Ende des verlängerten Spectrums scharf begränzt. Als der Abstand des Schirmes von der Spalte 7220 mm betrug, ergab sich der Abstand dieser inneren Gränze des Spectrums von der Mitte des Beugungsbildes gleich 70 mm, woraus sich leicht der Ablenkungswinkel des Strahlenbündels *abs* berechnet, welches dieser Gränze entspricht. Bezeichnen wir diesen Winkel mit x, so haben wir für unseren Fall

$$tang\ x = \frac{70}{7220} = 0{\cdot}00969$$

Fig. 394.



einen Werth, welchen wir bei der Kleinheit der Winkel ohne Weiteres auch für $sin\ x$ nehmen können.

Nach Gleichung 2) haben wir nun

$$\lambda = b\ sin\ x, \text{ also } \lambda = b\ .\ 0{\cdot}00969;$$

um den Zahlenwerth für λ zu finden, bleibt also nur noch die Bestimmung des Werthes für b übrig.

Das von Eisenlohr angewandte Gitter war ein von Schwerd verfertigtes Russgitter, es bestand also aus einer Reihe feiner Linien, welche mittelst einer Theilmaschine auf einem mit Russ überzogenen Planglas gezogen waren. Auf eine Breite von 54 mm hatte dieses Gitter 1440 parallele Linien, es ergiebt sich also

$$b = \frac{54}{1440} = 0{\cdot}0375 \text{ mm}$$

und demnach auch

$$\lambda = 0{\cdot}000363 \text{ mm.}$$

Als Mittel aus mehreren derartigen Versuchen, bei welchen der Abstand des Schirmes von dem Gitter etwas abgeändert wurde, fand Eisenlohr $\lambda = 0{\cdot}000355$. Die Wellenlänge der brechbarsten Strahlen, welche durch das Chininpapier noch sichtbar gemacht werden, ist also ungefähr halb so gross, als die Wellenlänge der äussersten rothen Strahlen (0·000706), das Intervall dieser beiden Strahlenarten entspricht also sehr nahe einer Octave.

Später haben Mascart (durch Photographie des Spectrums) und Esselbach (nach einer später zu besprechenden Methode) die Wellenlängen der ultravioletten Strahlen bestimmt und dabei die in der oben angefügten Tabelle aufgeführten Werthe erhalten. Für die brechbarsten

Strahlen des elektrischen Lichtes ergiebt sich aber aus den in §. 69 mitgetheilten Daten eine Wellenlänge von 0·00024 mm.

Bei Versuchen, welche Mascart über die directe Sichtbarkeit der ultravioletten Strahlen an einem mit Kalkspathprisma und elektrischen Funken hergestellten Spectrum anstellte, konnte ein Beobachter, Isambert, noch Linien wahrnehmen, denen eine Wellenlänge = 0·000213 Millimeter zukam. Dies ist das brechbarste, bis jetzt gesehene Licht.

Nach Gleichung 1), S. 456, bleibt der Werth von $\sin \alpha$ unverändert, wenn λ und b in gleichem Verhältniss sich ändern. Einen interessanten Beweis für die Richtigkeit dieses Satzes bietet Nobert's Interferenzspectrumplatte.

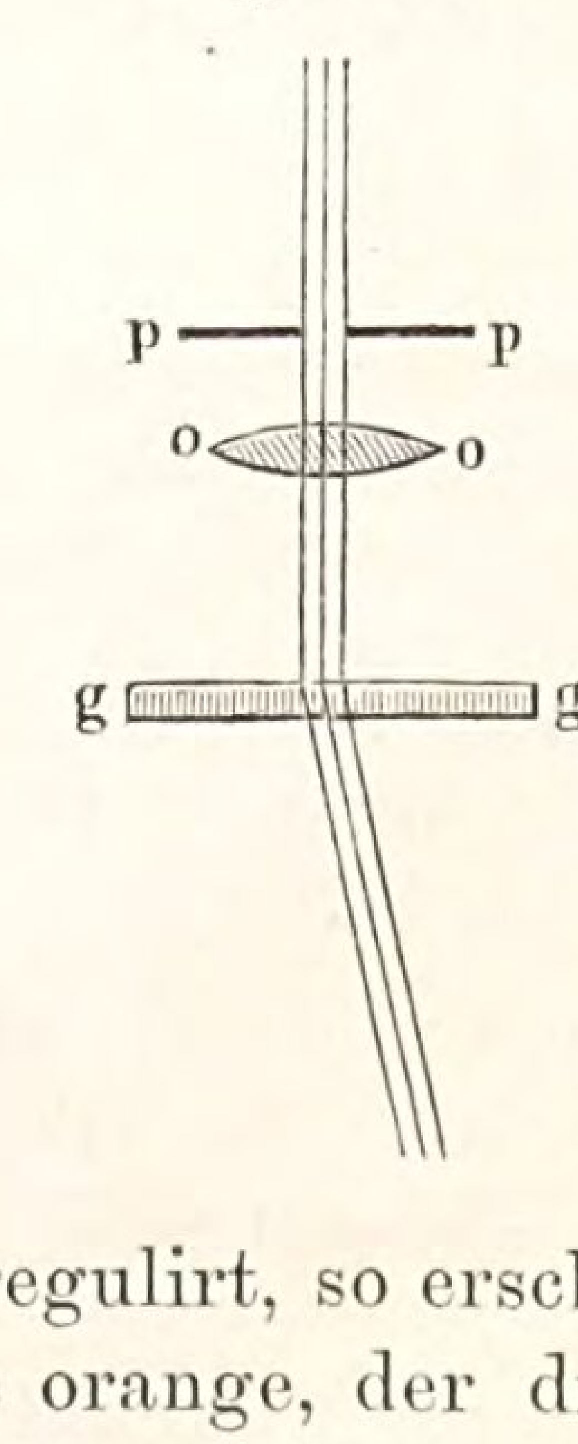
Auf der Mitte einer Glasplatte sind, durch grössere Zwischenräume getrennt, sieben Gitter mit dem Diamant eingeritzt, ungefähr wie es Fig. 395 in bedeutend vergrössertem Maassstab andeutet. Für jedes einzelne dieser sieben Gitter ist der Abstand der einzelnen Linien constant, er ändert sich aber von einem Gitter zum andern.

Diese Platte wird nun auf den Objectentisch eines Mikroskops gelegt, an welches man die schwächsten Objectivlinsen angeschraubt hat, so dass es nur eine 16- bis 25fache Vergrösserung giebt. Die Oeffnung dieses Objectivs ist noch dadurch bedeutend verengt, dass man in seine Fassung ein Metallblättchen eingelegt hat, welches in der Mitte mit einem Loch von ungefähr 1 mm Durchmesser versehen ist. — Lässt man nun das Licht einer nicht zu ausgedehnten Lichtquelle, etwa das einer Kerzenflamme, in etwas schräger Richtung auf die Gitterplatte fallen, wie es Fig. 396 andeutet, in welcher o das Objectiv des Mikroskops, p die durchlöcherte Metallplatte und g die Gitterplatte darstellt, so erblickt man die sieben Streifen farbig auf dunklerem Grunde; hat man die

Fig. 395.



Fig. 396.



Richtung des einfallenden Lichtes gehörig regulirt, so erscheint der erste der sieben Gitterstreifen roth, der zweite orange, der dritte gelb etc., der letzte violett.

Wie diese Farben entstehen, ist nach den obigen Erklärungen leicht zu ersehen. Jedes dieser Gitter erzeugt ein vollständiges Spectrum, von

welchem man aber unter den gegebenen Umständen nur einen einzelnen homogenen farbigen Streifen auf einmal übersehen kann. Nun aber ist der Werth von x für alle von den sieben Gittern ins Auge gelangenden Strahlen sehr nahe derselbe; damit also die sieben Gitter die sieben Hauptfarben des Spectrums zeigen, müssen offenbar die Abstände der einzelnen Linien in diesen Gittern der Wellenlänge der Farben proportional sein, welche sie zeigen sollen. Dass dies aber in der That der Fall ist, davon kann man sich überzeugen, wenn man das schwache, verengte Objectiv entfernt und eine 180- bis 200fache Vergrösserung anwendet. Man kann jetzt die einzelnen Linien der Gitter sehen und ihre Abstände mit Hülfe eines Mikrometers messen; für das erste Gitter, welches unter den angegebenen Umständen roth erschien, ist der Abstand der einzelnen Linien 0·0036 mm.

Der Abstand der einzelnen Linien ist ferner

für das zweite Gitter	0·0032 mm
„ „ dritte „	0·0030
„ „ vierte „	0·0027
„ „ fünfte „	0·0024
„ „ sechste „	0·0022
„ „ siebente „	0·0020

Diese Zahlen verhalten sich aber in der That wie die Wellenlängen der sieben Hauptfarben des Spectrums (Pogg. Ann. Bd. LXXXV, S. 80).

Vergleichung des Gitterspectrums mit dem prismatischen Spectrum. 127 Seite 220 haben wir darauf hingewiesen, dass die Verschiedenheit der durch Brechung erhaltenen Spectra ein Uebelstand sei, der durch Anwendung der Gitterspectra behoben werden kann. In der That macht die überaus einfache Beziehung, welche zwischen Wellenlänge und Abstand der einzelnen Linien des Gitterspectrums von der Mitte des Beugungsbildes besteht, dasselbe zu einem Normalspectrum sehr geeignet, weshalb auch Angström seine grosse Abbildung des Sonnenspectrums in derselben Weise herstellte. Man hat aber auch mit Erfolg versucht, das Prisma der Spectroskope durch ein feines Beugungsgitter zu ersetzen.

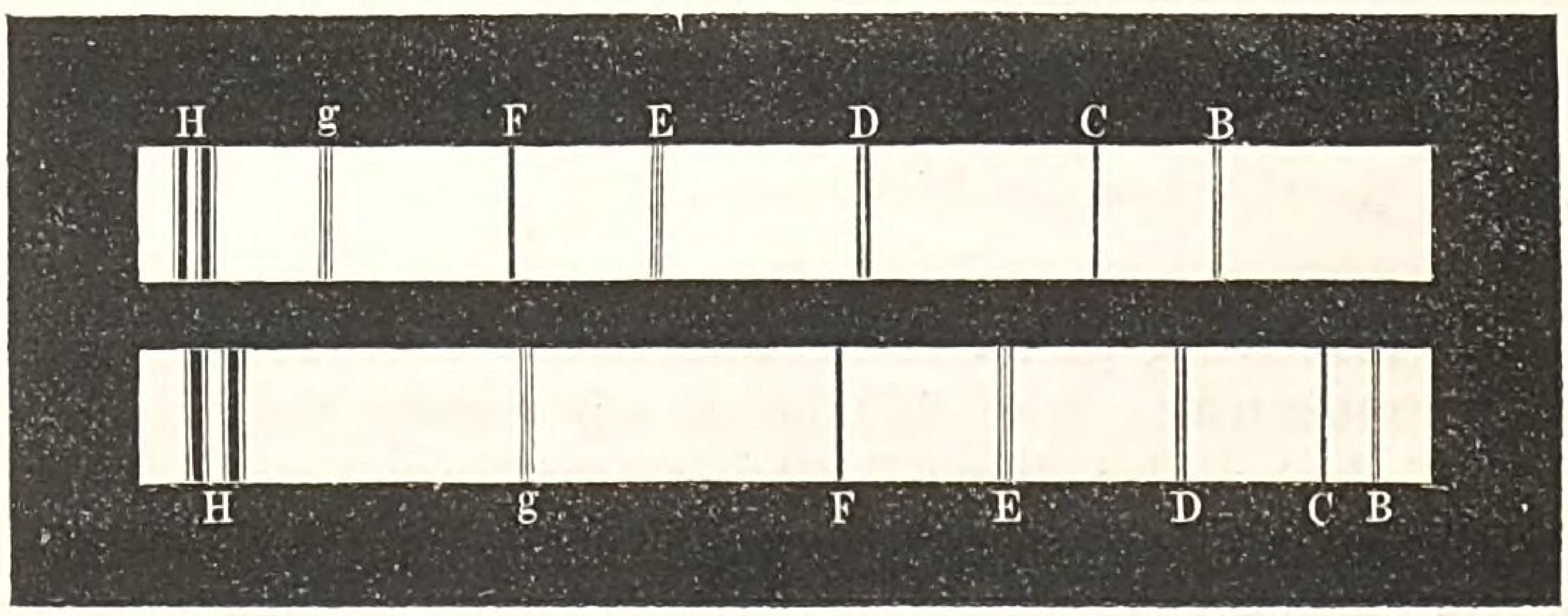
Der amerikanische Optiker Chapman fertigt solche Gitter mit 6480 Linien auf den Zoll engl., welche mit Collimator und Fernrohr verbunden ein Spectroskop liefern, in welchem die D-Linien doppelt so weit aus einander stehend gesehen werden, als bei Anwendung eines Flintglasprismas von 60^0 und in der Nähe von C ist die Dispersion desselben nahe die 4fache eines solchen Prismas (Carl's Rep. X, pag. 67).

Der jüngst verstorbene Astronom Secchi bediente sich mit sehr gutem Erfolge eines Rutherfurd'schen Interferenzgitters, welches auf einem Metallspiegel eingravirt war und auf den Zoll 60000 feine Linien enthielt.

F. W. Strutt beschrieb (Pogg. Ann. Bd. 152, p. 175) ein Verfahren zur Herstellung photographischer Copien Nobert'scher Glasgitter, welche sich vortrefflich zu Spectroskopen eignen und bei Untersuchungen über strahlende Wärme die kostbaren Bergkrystallprismen zu ersetzen berufen sind.

Da im Gitterspectrum die Abstände der Differenzen den Wellenlängen proportional sind, so ist klar, dass diejenigen Strahlen die Mitte des Gitterspectrums einnehmen werden, deren Wellenlänge das Mittel ist zwischen der Wellenlänge der äussersten rothen und der äussersten violetten Strahlen. Für die äussersten rothen Strahlen ist die Wellenlänge 0·00076 mm, für die äussersten violetten aber 0·00039 mm. Das Mittel dieser Wellenlängen ist aber 0·00057 mm, die Wellenlänge derjenigen Strahlen, die zwischen den Fraunhofer'schen Linien *D* und *E* in der Mitte liegen, d. h. der mittleren gelben Strahlen. Das Gelb wird also die Mitte des ganzen Gitterspectrums bilden, während es beim prismatischen Spectrum weit mehr gegen das rothe Ende des Spectrums hingeschoben ist. In Fig. 397 ist ein Gitterspectrum mit einem

Fig. 397.



gleich grossen Flintglasspectrum zusammengestellt und zwar stellt der obere Streifen das Gitterspectrum dar. Man ersieht aus dieser Figur, dass *D* im einen fast dieselbe Stelle einnimmt, an welcher sich *F* im anderen befindet, dass also im Beugungsspectrum das rothe, im Brechungsspectrum das blaue Ende des Spectrums mehr ausgedehnt ist.

128 **Interferenzerscheinungen an dünnen Blättchen, Newton's Farbenglas.** Alle durchsichtigen Körper erscheinen lebhaft gefärbt, wenn man sie in genügend dünne Schichten bringt. Am leichtesten lässt sich dies an Seifenblasen, so wie an Glaskugeln zeigen, die man an der Glasbläserlampe erweicht und bis zum Zerplatzen rasch aufgeblasen hat. Eine auf Wasser ausgebreitete Oelschichte (Terpentinöl), eine Oxydschichte auf der Oberfläche eines blanken Metallstückes (Anlauffarben) zeigen dieselbe Erscheinung. Auch dünne Luftschichten, wie

sie z. B. in Sprüngen in dickem Glase manchmal sich finden, oder welche man künstlich in später zu beschreibender Weise herstellen kann, eignen sich zur Beobachtung dieser Farben. Die Erscheinungen zeigen sich verschieden, je nachdem die Blättchen parallel oder keilförmig begrenzt sind, oder nach einen anderen Gesetze ihre Dicke ändern. Wir wollen zuerst den ersten Fall ins Auge nehmen.

I. Parallel begränzte Blättchen.

Die Beobachtungen ergeben bezüglich derselben folgende Gesetze, die wir nachher durch die Undulationstheorie erklären wollen.

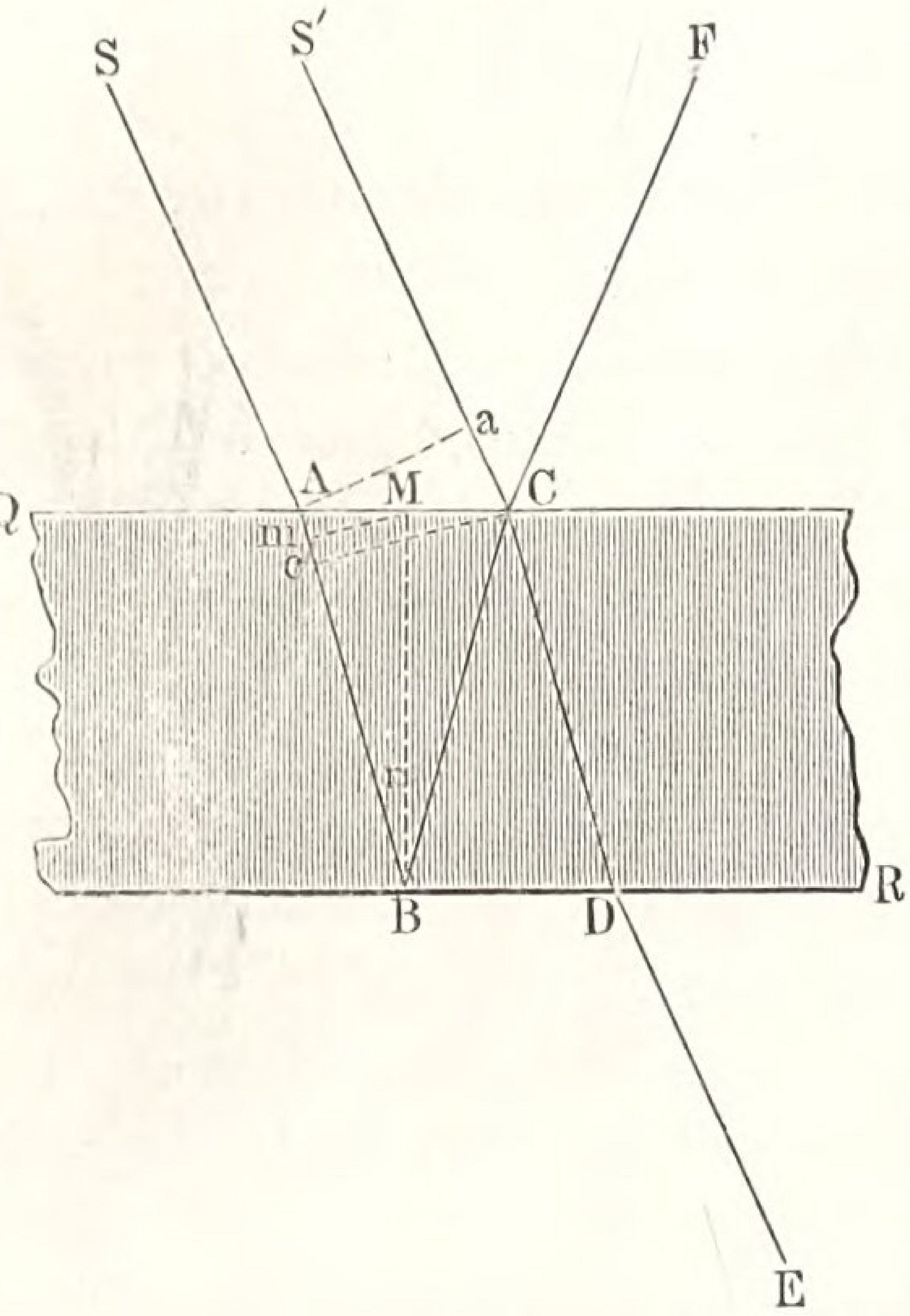
1. Die Färbung der Blättchen tritt erst unterhalb einer gewissen Gränze der Dicke merklich auf, z. B. bei einer Luftschichte unterhalb der Dicke von 0·001 mm, sie ist bei verschiedener Dicke verschieden an Farbenton und an Lebhaftigkeit der Farbe. Bei Luft z. B. am lebhaftesten zwischen 0·0003 und 0·0005 mm Dicke.
2. Der Farbenton hängt, ausser von der Dicke, auch vom Brechungsquotienten der Substanz ab, aus der das Blättchen besteht.
3. Die Färbung hängt endlich von dem Winkel ab, den die reflectirten Strahlen mit der Normale des Blättchens bilden, sie ist ferner im durchgelassenen Lichte complementär zu der im reflectirten und von geringerer Lebhaftigkeit.
4. Im monochromatischen Lichte erscheinen die Blättchen mehr hell oder dunkel, je nach den aufgezählten Umständen.

Diese Erscheinungen sind sämmtlich von Young und Fresnel mittelst der Undulationstheorie erklärt worden. Um systematisch vorzugehen, wollen wir zuerst die Erscheinungen im homogenen Lichte studiren und dann im nächsten Paragraphen auf den Fall der Betheiligung aller Farben des weissen Lichtes übergehen.

QR, Fig. 398 (a. f. S.), sei ein Verticaldurchschnitt durch das Blättchen, SA ein einfallender Strahl einfarbigen Lichtes, für welches die Wellenlänge in Luft λ, innerhalb des Blättchens λ' sei, so dass also $\frac{\lambda}{\lambda'} = n$ den Brechungsquotienten für den Uebergang des Lichtes aus Luft in das Blättchen vorstellt. AB sei der gebrochene Strahl, welcher zum Theil wieder nach C reflectirt und dort wieder zum Theil nach F gebrochen wird. Ein anderer, mit SA paralleler Strahl $S'C$ wird ebenfalls theilweise nach F reflectirt und so muss es für jeden, auf dem Wege $SABCF$ zurückgeworfenen Strahl einen zugehörigen, direct auf dem Wege SCF reflectirten, geben, welche beide Strahlen nun zusammen zur Interferenz gelangen, da sie einen Gangunterschied haben müssen. Jene Strahlen, welche nach noch öfteren Reflexionen ebenfalls in die Richtung CF fallen, können wir wegen ihrer sehr viel geringeren Intensität ausser Acht lassen.

Ziehen wir die Senkrechten BM, Mm und Cc, so ersieht man aus der Construction sogleich, dass die beiden Wege Ac und aC in gleichen Zeiten zurückgelegt werden. Gehen also die beiden Strahlen SA und $S'C$ von ein und demselben weit entfernten, leuchtenden Punkte aus, so trifft ihre Wellenbewegung in A und a, sowie in c und C ohne Gangunterschied ein. Die beiden von C nach F zusammentreffenden Strahlen haben daher nur einen den Wegstrecken $cB + BC$ entsprechenden Gangunterschied. Aus der Figur ist unmittelbar ersichtlich, dass $cB + BC = cB + BA = 2\,Bm = 2\,BM\,cos\,r$ ist. Bezeichnen wir die Dicke des Blättchens BM mit d, so beträgt also der gesuchte Gangunterschied $2\,d\,cos\,r$ oder in Wellenlängen innerhalb des Blättchens $\frac{2\,d\,cos\,r}{\lambda'}$. Um diesen Gangunterschied durch die Wellenlänge in Luft und den Brechungsquotienten der Substanz des Blättchens auszudrücken, hat man noch statt

Fig. 398.



λ' $\frac{\lambda}{n}$ zu substituiren, so dass man also für den Gangunterschied den Ausdruck

$$\frac{2\,d\,.\,n\,.\,cos\,r}{\lambda}$$

erhält. Ist die Substanz des Blättchens selbst Luft, so ist $n = 1$, also der Gangunterschied $= \frac{2\,d\,cos\,r}{\lambda}$. Beachtet man nur senkrecht auffallende Strahlen, so ist $cos\,r = 1$, also der Gangunterschied $= \frac{2\,d}{\lambda}$ wiederum ausgedrückt in Wellenlängen.

Wäre diese Berechnung vollständig richtig, so müsste stets eine etwa zwischen Glasplatten eingeschlossene Luftschichte im reflectirten Lichte am hellsten sein, wenn $\frac{2\,d}{\lambda} = 0$ oder 1, oder 2, oder 3, oder überhaupt eine ganze Zahl ist, sie müsste dagegen im reflectirten Lichte dunkel erscheinen, so oft $\frac{2\,d}{\lambda} = \frac{1}{2}$ oder $1\frac{1}{2}$ oder überhaupt ein ungerades Multiplum von $\frac{1}{2}$ ist.

Dieses Rechnungsresultat ist jedoch mit der Beobachtung in directem Widerspruch, wie man sich durch die später zu beschreibenden Versuche

überzeugen kann. Es zeigt sich nämlich gerade umgekehrt die grösste Dunkelheit, wenn $d = 0$ oder $\frac{2}{4}, \frac{4}{4}, \frac{6}{4}, \frac{8}{4} \cdots$ der Wellenlänge und die grösste Helligkeit, wenn $d = \frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{5}{4}, \frac{7}{4} \cdots$ der Wellenlänge beträgt.

Um diesen Widerspruch zu heben, muss man annehmen, dass das von der zweiten Fläche reflectirte Lichtbündel durch irgend eine Ursache noch um $1/2$ Wellenlänge mehr verzögert wird, als man nach der Dicke der zweimal durchlaufenen Schicht erwarten sollte. Ein solcher Verlust einer halben Wellenlänge findet aber in der That statt.

Wenn eine Oscillationsbewegung sich in einem Mittel von gleichförmiger Elasticität und Dichtigkeit fortpflanzt, so kehrt sie niemals zurück; wenn sie sich einer neuen Schicht mittheilt, so bleiben die vorhergehenden Schichten in Ruhe, wie ja auch eine Elfenbeinkugel, wenn sie gegen eine andere von gleicher Masse stösst, dieser ihre Bewegung mittheilt und selbst in Ruhe bleibt; die stossende Kugel bleibt aber nach dem Stosse nicht in Ruhe, wenn die zweite nicht dieselbe Masse hat, sie springt zurück, wenn die Masse der zweiten Kugel grösser ist; sie setzt ihre Bewegung in der ursprünglichen Richtung fort, wenn die Masse der zweiten Kugel kleiner ist. Dies macht nun begreiflich, was vorgeht, wenn eine Lichtwelle die Trennungsfläche zweier Mittel von verschiedener Dichtigkeit trifft. Die unendlich dünne Schicht des ersten Mittels, welche das zweite Mittel berührt, können wir mit der ersten Kugel vergleichen; wegen der Verschiedenheit der Masse bleibt sie nicht in Ruhe, nachdem sie die benachbarte Schicht des zweiten Mittels in Bewegung gesetzt hat, und deshalb findet eine Reflexion statt; die neue Geschwindigkeit, von welcher die letzte Schicht des ersten Mittels unmittelbar nach dem Stosse afficirt ist, und welche sich nach und nach den vorhergehenden Schichten desselben Mittels mittheilt, muss aber eine verschiedene Richtung haben, je nachdem die getroffene Schicht des zweiten Mittels mehr oder weniger Masse hat als die des ersteren, d. h. je nachdem das erste Mittel mehr oder weniger dicht ist als das zweite.

Wir haben den analogen Fall in der Akustik bei den Seilwellen, I. Bd. §. 180, bereits kennen gelernt.

Dieses wichtige Princip, welches Young, geleitet durch die eben auseinandergesetzten Betrachtungen, aufgefunden hat, ergiebt sich auch aus den Formeln, welche Poisson auf analytischem Wege ableitete. Auf die Reflexion des Lichtes angewandt, folgt daraus, dass, je nachdem eine Lichtwelle innerhalb oder ausserhalb eines dichten Mittels reflectirt wird, die Oscillationsgeschwindigkeit positiv oder negativ werden muss, dass also in beiden Fällen alle Vibrationsbewegungen eine entgegengesetzte Richtung haben werden.

Wenden wir dies nun auf die dünne zwischen zwei Glasflächen eingeschlossene Luftschicht an, so ist klar, dass zwischen den an der oberen und der unteren Gränzfläche der Luftschicht reflectirten Strahlenbündeln ausser der Differenz der durchlaufenen Wege auch noch der Unterschied stattfindet, dass das eine Lichtbündel in Glas, also in einem dichteren

Mittel, das andere aber in Luft, also in einem weniger dichten Mittel, an der unteren Glasfläche reflectirt wird; das an der unteren Glasfläche reflectirte Strahlenbündel wird sich also in einem Schwingungszustande befinden, welcher dem gerade entgegengesetzt ist, den man nach der Länge des durchlaufenen Weges erwarten sollte; die Oscillationen dieses zweiten Strahlenbündels gehen also gerade so vor sich, als ob sie einen um $^1/_2$ Wellenlänge grösseren Weg durchlaufen hätten. In dem Falle also, wo die Wirkungen der beiden Strahlenbündel sich summiren würden, wenn man nur die Differenz der Wege in Betracht zu ziehen hätte, wird ein vollkommener Gegensatz zwischen beiden stattfinden; in dem Falle aber, wo die Differenz der Wege einen vollkommenen Gegensatz andeutet, werden die beiden Strahlenbündel sich gegenseitig unterstützen; dadurch erklärt sich nun der Widerspruch vollkommen.

Um ihn zu beseitigen, brauchen wir nur unserem Ausdrucke für den Gangunterschied noch $\frac{1}{2}$ zuzuzählen, so dass derselbe allgemein lautet:

$$\frac{2n \, . \, d \, . \, \cos r}{\lambda} + \frac{1}{2}.$$

So oft dieser Ausdruck gleich wird einem geraden Vielfachen von $\frac{1}{2}$, haben wir ein Maximum der Helligkeit, so oft er gleich wird einem ungeraden Vielfachen von $\frac{1}{2}$, haben wir die grösste Dunkelheit.

Wenn m eine ganze Zahl vorstellt, so ist also Bedingung für

$$\text{Helligkeit: } \frac{2n \, . \, d \, . \, \cos r}{\lambda} + \frac{1}{2} = m \text{ oder } d = \frac{(2m - 1)\lambda}{4n \, . \, \cos r} \quad \cdot \cdot \text{ 1a)}$$

$$\text{Dunkelheit: } \frac{2n \, . \, d \, . \, \cos r}{\lambda} + \frac{1}{2} = m - \frac{1}{2} \text{ oder } d = \frac{(2m - 2)\lambda}{4n \, . \, \cos r} \quad \cdot \cdot \text{ 1b)}$$

wo wir nur für m die Zahlen 1, 2, 3 unterzusetzen brauchen, um jene Dicken d zu erhalten, für welche die Helligkeit ein Maximum oder Minimum wird.

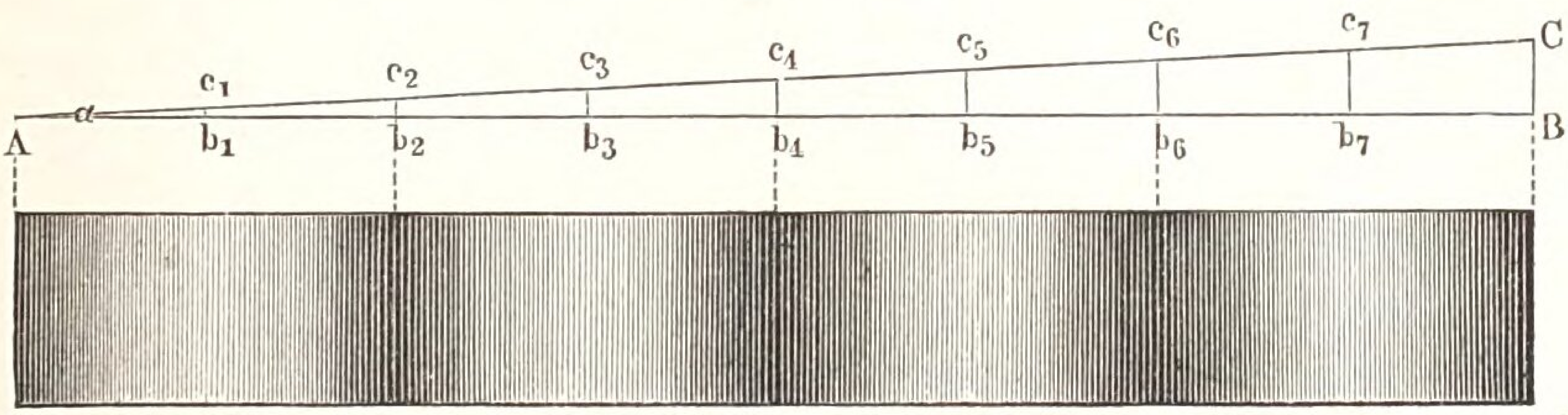
II. Keilförmige Blättchen.

Um die eben abgeleiteten Resultate experimentell zu prüfen, könnte man sich einer Anzahl dünner Blättchen oder Luftschichten verschiedener Dicke bedienen. Bequemer verwendet man dazu eine keilförmige Schichte, welche man z. B. erhält, indem man zwei Streifen Spiegelglases auf einander legt, so dass sie an dem einen Ende unmittelbar an einander liegen, am anderen durch ein Goldblättchen von einander getrennt sind. Man hat dann gewissermaassen eine Reihe von Schichten, deren Dicke continuirlich vom Werthe 0 am einen Ende bis zum grössten Werthe am anderen Ende fortschreitet und deren Innenraum man entweder mit Luft oder einer tropfbaren Flüssigkeit ausfüllen kann.

BAC, Fig. 399 stelle einen Verticaldurchschnitt durch eine solche keilförmige Schichte vor, deren Kantenwinkel $CAB = \alpha$ allerdings der Deutlichkeit wegen viel grösser gezeichnet wurde, als beim

Experiment zulässig wäre. Diese Schichte werde mit homogenem Lichte von der Wellenlänge λ beleuchtet, sie enthalte ein Medium vom Brechungsquotienten n und werde unter schiefem Winkel beobachtet, so

Fig. 399.



dass für die betheiligten Lichtstrahlen der Brechungswinkel die Grösse r habe. Man beobachtet dann die im unteren Theile der Figur dargestellte Erscheinung.

Da bei A die Dicke $= 0$ oder nahe $= 0$ ist, so muss dort Dunkelheit beobachtet werden. Die Mitte des nächsten dunklen Streifens muss auf eine Stelle b_2 treffen, wo die Dicke $b_2 c_2 = \frac{2\lambda}{4n \,.\, \cos r}$ beträgt, bezeichnen wir nun den Abstand Ab_2 mit B, so ist $b_2 c_2 = B \,.\, \tang \alpha$, also

$$B = \frac{\lambda}{2n \,.\, \cos r \,.\, \tang \alpha} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

Dieser Abstand B ist aber zugleich der Abstand aller benachbarten dunklen Streifen unter sich, denn die Dicken wachsen proportional ihrer Entfernung von A. Der Abstand zweier dunklen Streifen ist daher abhängig von 4 Grössen, von λ, n, r und α und zwar in folgender Weise:

1. Der Abstand ist desto grösser, je kleiner α, er wird unendlich, d. h. die ganze Schichte hat einen gleichen Grad von Helligkeit ohne dunkle Streifen, wenn sie planparallel begränzt ist.
2. Der Abstand ist desto kleiner, je kleiner r ist. Ist $r = 0$, d. h. die Strahlenrichtung senkrecht auf die Platte, so sind die Streifen einander am nächsten, beim schiefen Daraufschauen rücken sie aus einander.
3. Der Abstand ist desto kleiner, je grösser n, der Brechungsquotient der Schichte, er ist also bei Wasser, dessen Brechungsquotient nahe $\frac{4}{3}$, nur $\frac{3}{4}$ von dem bei Luft.
4. Der Abstand ist desto grösser, je grösser die Wellenlänge des Lichtes λ, also z. B. bei Anwendung rothen Lichtes nahe doppelt so gross, als bei violettem Lichte.

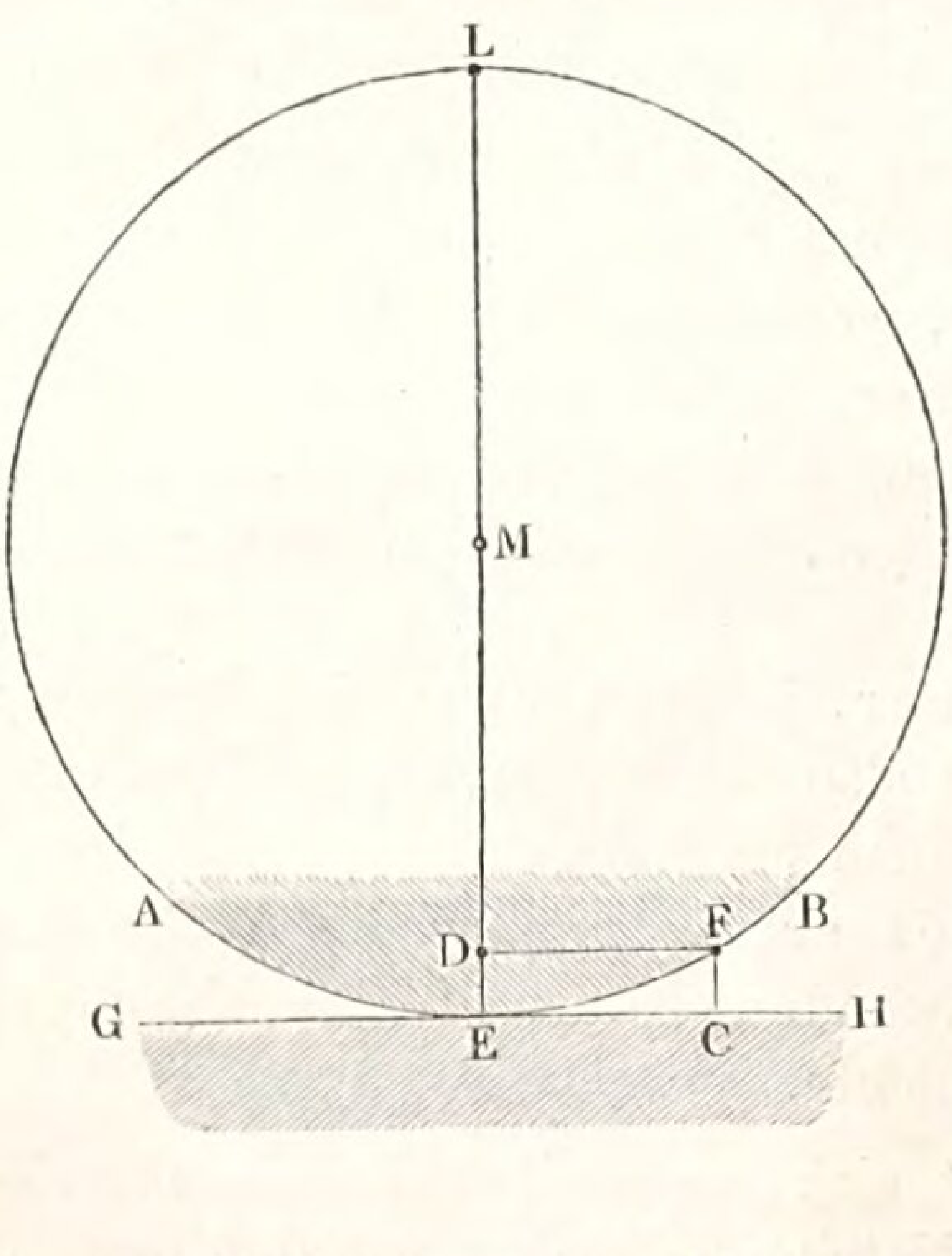
Für eine Luftschichte berechnet sich, unter Annahme senkrechter Strahlen und der Wellenlänge des Natriumlichtes $= 0{\cdot}00059$ mm, die Reihenfolge der Dicken für die Maxima und Minima wie folgt:

Dicke der Luftschichte	$= 0$		erster dunkler Streifen
" " "	$= \frac{\lambda}{4}$	$= 0{\cdot}00015$	erster heller "
" " "	$= \frac{\lambda}{2}$	$= 0{\cdot}00030$	zweiter dunkler "
" " "	$= \frac{3\lambda}{4}$	$= 0{\cdot}00044$	zweiter heller "
" " "	$= \lambda$	$= 0{\cdot}00059$	dritter dunkler "
" " "	$= \frac{5\lambda}{4}$	$= 0{\cdot}00074$	dritter heller "
" " "	$= \frac{3\lambda}{2}$	$= 0{\cdot}00089$	vierter dunkler "
" " "	$= \frac{7\lambda}{4}$	$= 0{\cdot}00103$	vierter heller "
" " "	$= 2\lambda$	$= 0{\cdot}00118$	fünfter dunkler "
	u. s. f.		

III. Newton's Farbenglas.

Statt einer keilförmigen Luftschichte bediente sich Newton und vor ihm schon Hooke einer, seitdem unter dem Namen „Newton's Farbenglas" bekannten Vorrichtung, welche einfach durch Auflegen einer Convexlinse von grossem Krümmungsradius auf eine ebene Glasplatte entsteht. Linse und Glasplatte werden häufig in eine metallene Fassung gelegt, welche durch drei Schrauben ein gleichmässiges Andrücken der Linse auf die Platte gestattet. Es ist leicht einzusehen, dass bei dieser Anordnung die dunklen Streifen statt in Form paralleler Geraden in Form concentrischer Kreise um den Berührungspunkt erscheinen müssen und dass, da die Dicke der Luftschichte sich hier nicht proportional mit dem Abstande von dem Berührungspunkte, sondern in rascherem Verhältnisse steigert, die Abstände der dunklen Streifen nicht constant bleiben können, sondern von der Mitte gegen Aussen abnehmen müssen.

Fig. 400.



Die Dicke der Luftschicht, welche den einzelnen Ringen entspricht, ergiebt sich in folgender Weise. In Fig. 400 sei GH die ebene Glasfläche, auf welche die convexe Glaslinse AEB gelegt ist ME stellt also den Krümmungsradius der Linsenfläche vor. DF sei der Radius irgend eines hellen oder dunklen

Ringes, so ist FC oder, was dasselbe ist, DE die diesem Ringe entsprechende Dicke der Luftschicht. Nach einem bekannten Satze der Geometrie haben wir aber

$$DF^2 = DE \,.\, DL,$$

wenn EL der Durchmesser der Kugel ist, von welcher die convexe Fläche der Linse ein Stück bildet. Diese Gleichung wird

$$r^2 = d\,(2\,R - d),$$

wenn wir mit r den Halbmesser des Ringes, also DF, mit d die Dicke der Luftschicht FC oder DE und mit R den Radius ME der Kugel bezeichnen. Da nun aber d verschwindend klein ist gegen $2\,R$, so kann man ohne merklichen Fehler d aus der eingeklammerten Grösse der letzten Gleichung weglassen, und diese geht dann über in

$$r^2 = 2 \,.\, d R,$$

woraus

$$r = \sqrt{2\,d \,.\, R}$$

folgt. Wenn wir nun den Radius des innersten hellen Ringes = Eins setzen, so muss, da die folgenden hellen Ringe an den Stellen entstehen, wo die Dicke 3mal, 5mal, 7mal, 9mal so gross ist, die Reihenfolge der Radien der hellen Ringe durch die Reihe:

$$\sqrt{1},\ \sqrt{3},\ \sqrt{5},\ \sqrt{7},\ \sqrt{9} \text{ u. s. f.}$$
$$= 1,\ 1{\cdot}732,\ 2{\cdot}236,\ 2{\cdot}646,\ 3{\cdot}000 \ldots.$$

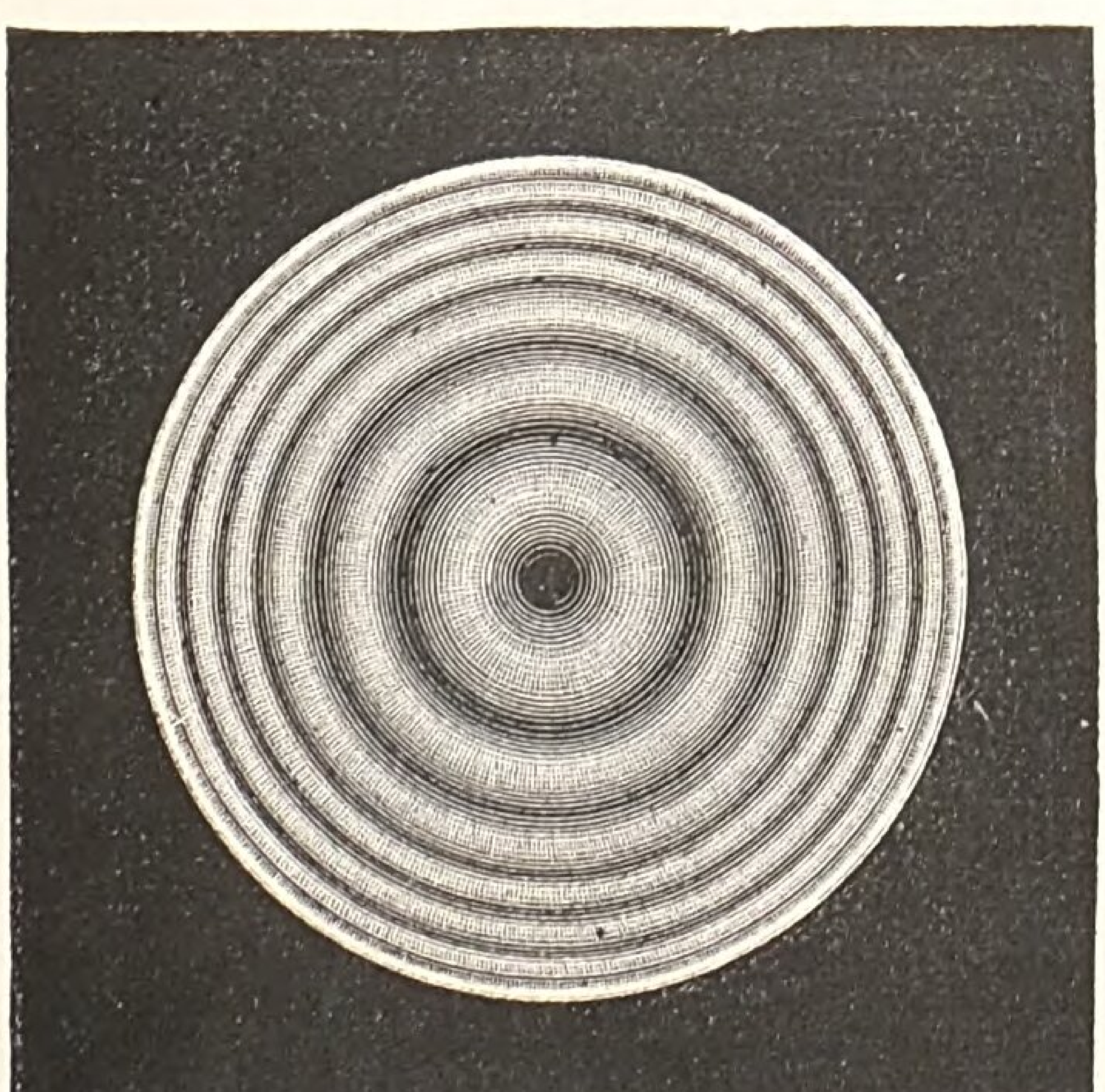
gegeben sein.

Ebenso findet man, dass für die dunklen Ringe die Radien die Werthe

$$\sqrt{2},\ \sqrt{4},\ \sqrt{6},\ \sqrt{8}$$
$$= 1{\cdot}414,\ 2{\cdot}000,\ 2{\cdot}449,\ 2{\cdot}828$$

haben müssen, wie bereits von Newton nachgewiesen wurde. Beobachtet man daher das Farbenglas in homogenem, reflectirtem Lichte, so erhält man einen Anblick, wie er in Fig. 401 dargestellt ist. Auch hier lässt sich nun weiter nachweisen, dass die Ringe desto enger sein müssen, je rascher die Dicke nach aussen zunimmt, wie ja auch aus der Formel $r = \sqrt{2\,d\,R}$ folgt, dass die Ringhalbmesser mit der Quadratwurzel

Fig 401.



aus dem Krümmungshalbmesser der Linse zunehmen. Ferner lässt sich der Einfluss des Brechungsquotienten nachweisen, indem z. B. bei Einbringung von Wasser auf die eine Seite zwischen Linse und Platte die Ringe daselbst auf $^3/_4$ ihres Durchmessers sich zusammenziehen, endlich lässt sich auch zeigen, dass beim schiefen Daraufsehen die Ringe sich erweitern und dass sie bei rothem Lichte weiter sind als bei violettem, lauter Schlüsse, die sich ganz analog wie bei der keilförmigen Schichte ergeben. Obwohl beim Newton'schen Farbenglase die Erscheinung complicirter ist, als bei der keilförmigen Schichte, so ist doch eine exactere experimentelle Bestätigung der Rechnung durch dasselbe zu erreichen, weil die Linse weniger einer Verbiegung ausgesetzt ist und daher die Luftschichte sicherer die berechneten Dicken besitzt, als dies bei dem aus Glasplatten zusammengesetzten Luftkeil der Fall ist.

129 **Farben dünner Blättchen.** Im Besitze der im vorigen Paragraphen abgeleiteten Resultate können wir nun erst daran gehen, zu untersuchen, wie die Interferenzerscheinungen der dünnen Blättchen sich gestalten, wenn man dabei nicht bloss homogenes Licht, sondern alle Lichtsorten, welche im gewöhnlichen weissen Lichte enthalten sind, sich betheiligen lässt. Auch hier wird es sich empfehlen, zuerst eine keilförmige Schichte in Betracht zu ziehen, da sich dann von derselben leicht auf das Verhalten verschieden dicker planparalleler Blättchen einerseits und des Newton'schen Farbenglases andererseits schliessen lässt.

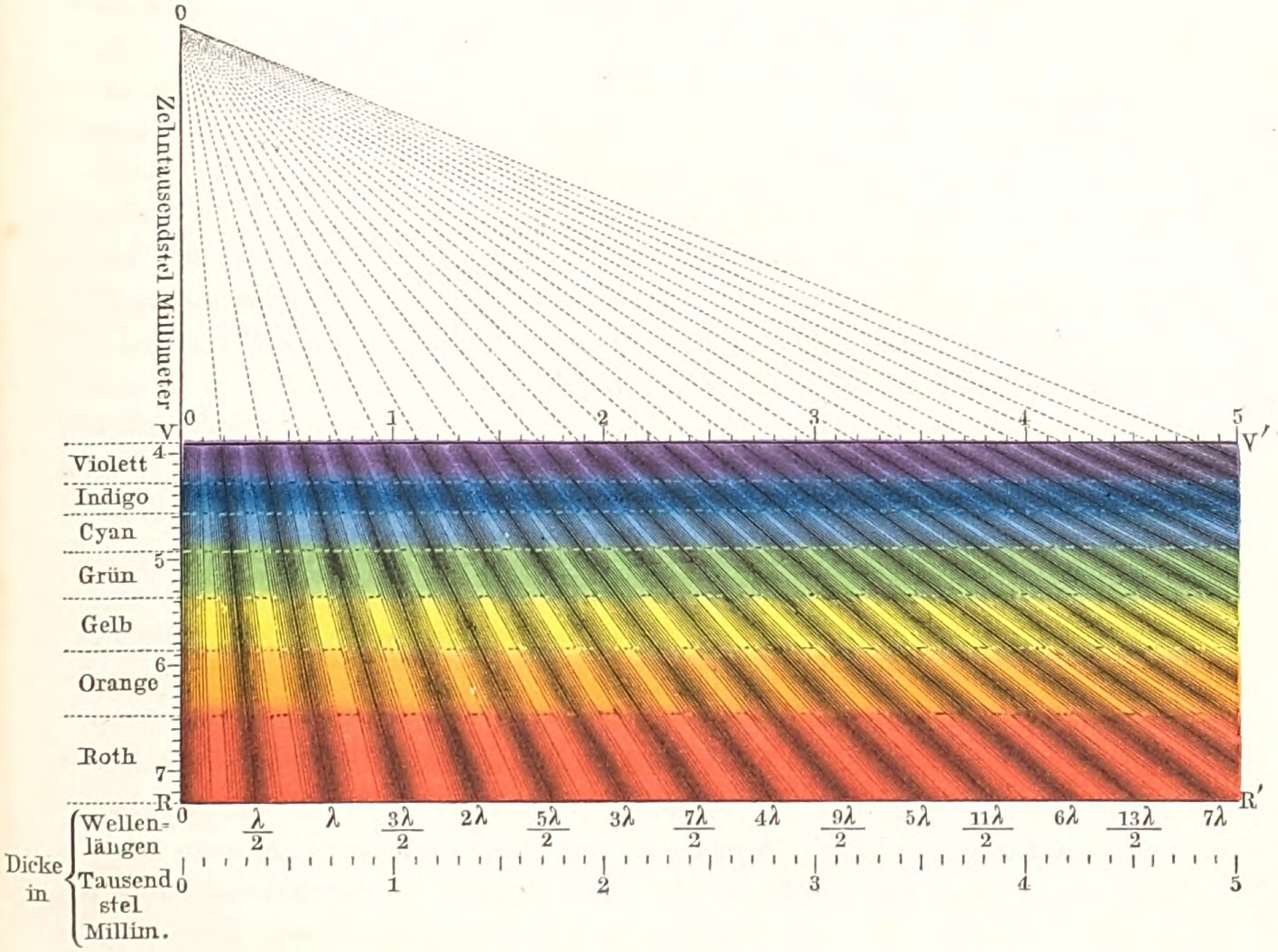
Aus dem Ausdrucke für die Breite B zwischen zwei dunklen (oder hellen) Streifen, den wir im vorigen Paragraphen unter 2) abgeleitet, ergiebt sich, dass dieselbe der Wellenlänge λ proportional ist. Wir erhalten nun zunächst für farbige Lichtsorten verschiedener Wellenlänge die Lage der dunklen und hellen Streifen durch folgende einfache Construction:

Auf der Geraden OR, Fig. 402, tragen wir die Strecken OV und OR im Verhältnisse der Wellenlängen des violetten und rothen Lichtes auf. Wir erreichen dies z. B. dadurch, dass wir von O aus eine Millimeterscala auftragen und, indem wir 1 cm als $\frac{1}{10000}$ mm gelten lassen, die Punkte V und R an den Stellen 0·000723 und 0·000397 (den Wellenlängen für die Gränzen des Roth und des Violett) auftragen.

Zwischen V und R schalten wir dann, stets proportional den Wellenlängen, noch einige Zwischenpunkte für die Gränzen zwischen den Hauptfarben ein, wobei wir die Listing'sche Scala, Seite 338, benutzen. Wir denken uns also gewissermaassen zwischen V und R ein Gitterspectrum aufgetragen, bei welchem bekanntlich diese Proportionalität der Abstände mit den Wellenlängen stattfindet. In V und R, sowie in den Zwischenpunkten ziehen wir die auf OR senkrechten (in der Figur horizontalen) Geraden VV', RR' etc. Die so erhaltenen horizontalen Schichten füllen wir mit den entsprechenden Farben aus.

Wir denken uns nun die keilförmige Luftschichte so an RR' angelegt, dass die Kante des Keils an R senkrecht auf die Zeichnungsebene zu

Fig. 402.



liegen kommt; für die Dicken dieser Luftschichte tragen wir einen (darunter gezeichneten) Maassstab auf. Es bedeutet also z. B. die Zahl 3, dass an dieser Stelle die Dicke der Luftschichte 0·003 mm betrage. Unter Annahme senkrechter Incidenz können wir dann mittelst der im vorigen Paragraphen berechneten Tabelle die Punkte, wo die Dicke $= \frac{\lambda}{2}, \lambda, \frac{3\lambda}{2}, 2\lambda$ etc. . . . beträgt, auftragen, es sind dies die Punkte, wo die Mitten der dunklen Stellen hintreffen.

Verbinden wir diese Punkte sämmtlich mit O, so durchschneiden die schiefen Verbindungslinien alle horizontalen in jenen Punkten, in welchen die dunklen Stellen zu Stande kommen, wenn man mit Licht von der zugehörigen Wellenlänge beleuchtet. Zur Vollständigkeit der Zeichnung ist noch nöthig, diese schiefen Linien auf beiden Seiten mit passender Schattirung zu versehen, welche dem Uebergang aus dem Minimum der Helligkeit zum Maximum derselben entspricht. Der Construction gemäss sind dann die Abstände der Durchschnittspunkte auf den Horizontalen proportional den Wellenlängen. Sind die angeschriebenen Spectralfarben richtig aufgetragen und würden wir einen

ganz schmalen Glasstreifen von RR' aus parallel mit RR' gegen VV' verschieben, so würden durch das Glas hindurch genau dieselben Farben und dunklen Streifen gesehen werden, welche bei Beleuchtung mit der an der Ordinatenaxe abgelesenen Farbe an einem Luftkeil entstehen würden.

Es handelt sich demnach jetzt nur mehr darum, die neben einander dargestellten Erscheinungen für die verschiedenen separaten Farben auf einander zu legen und zu addiren, um die gleichzeitige Wirkung aller Farben des Spectrums zu erhalten. Experimentell könnte man dies dadurch bewerkstelligen, dass man die in Farben ausgeführte Zeichnung der Fig. 402 als Mantelfläche auf einem Cylinder in der Weise befestigte, dass VR als Umfang des Cylinders und RR' an VV' anstossend als eine Seite desselben erschiene und hierauf den Cylinder um seine Axe rasch rotiren liesse, so dass sich der Farbeneindruck der Mantelfläche zu einer Reihenfolge paralleler gefärbter Umfangsstreifen vermischen würde. Auch durch ein oscillirendes Prisma (siehe S. 143) könnte man diesen Zweck erreichen, da dasselbe ebenso gut ein durchbrochenes Spectrum zusammenzusetzen vermag, wie ein vollständiges.

Für unsern Zweck wird es jedoch genügen, durch einfache Berücksichtigung der Gesetze der Farbenmischung das Resultat der Hauptsache nach abzuleiten.

Um z. B. aufzufinden, welche Farbennüance eine Luftschicht der Reihe nach zeigen wird, wenn sie von der Dicke 0 an bis zur Dicke von 0·001 mm zunimmt, denken wir uns parallel zu VR eine Gerade von dem Abscissenpunkte 0 bis zum Punkte 1 vorrückend und die Summe aller der Spectrumtheile gebildet, welche innerhalb dieser Geraden vorhanden, d. h. nicht durch dunkle Streifen ausgelöscht sind.

Um die Zeichnung nicht zu sehr zu verwirren, sind diese Geraden nicht eingetragen. Der Leser ist eingeladen, die Kante eines Lineals von der rechten Seite her an VR anzulegen und dieselbe nach und nach weiter nach rechts zu rücken, wobei die beiden horizontalen Maassstäbe als Parallelführung zu benutzen sind. Man wird dann finden, dass in der nächsten Nähe der Dicke 0 alle Farben fehlen, was auf eine schwarze Färbung schliessen lässt, dass dann zuerst Violett und Blau auftreten und dann zwischen den Dicken 0·0001 und 0·0002 fast alle Farben zur Wirkung kommen, also Weiss geben, dass dann zuerst Violett und Blau verschwinden, weshalb das Gemisch weisslich-gelb ausfallen wird, welches dann, da Roth vorherrschend wird, in Braunroth übergeht.

Zwischen 0·0002 und 0·0003 sind dann alle Farben, mit Ausnahme des Roth und des Violett, durch den dunklen Streifen ausgelöscht, die übrig bleibende Mischung ist also Purpur. Zwischen 0·0003 und 0·0004 überwiegt Blau, bei 0·0004 Gelb, vor 0·0005 Roth, welches bei 0·0005 durch Hinzutritt des Violett wieder in Purpur übergeht. Bei 0·0006 ist fast nur Blau und etwas Grün frei, welches dann ins Rothe übergeht. Bei 0·0008 sind Blau, Orange und Roth vorhanden, was, da Blau und

Orange zusammen weiss geben, ein blasses Roth erzeugen muss. Bei 0·0010 endlich ist fast nur Blau und Orange-Gelb vorhanden, welche zusammen ein blasses Grün geben. Geht man so weiter, so findet man, dass immer mehr gleichzeitig aus allen Regionen des Spectrums Repräsentanten auftreten, weshalb sich die Mischung in Bezug auf unsere Empfindung immer mehr dem Weiss nähern muss, ohne indess mit dem Weiss des unverstümmelten Sonnenlichtes im physikalischen Sinne identisch zu sein, da überall dort Farben fehlen, wo ein dunkler Streifen das Spectrum durchschneidet.

Newton hat diese Farbenmischungen bereits studirt und in Abtheilungen gebracht, weshalb sie häufig die Newton'schen Farben genannt werden. Wir geben hier noch eine Zusammenstellung derselben sammt den zugehörigen Dicken und der Newton'schen Eintheilung in Ordnungen.

Erste Ordnung.

1	0·000114 mm	Bläulich-Weiss.
2	0·000148 „	Gelblich-Weiss.
	0·000168 „	Braunroth.

Zweite Ordnung.

3	0·000276 mm	Dunkel-Purpur.
4	0·000360 „	Blau.
5	0·000432 „	Gelb.
	0·000492 „	Roth.

Dritte Ordnung.

6	0·000552 mm	Purpur.
	0·000602 „	Blau.
7	0·000666 „	Gelblich-Grün.
	0·000712 „	Dunkelroth.

Vierte Ordnung.

	0·000828 mm	Blassroth.
8	0·000954 „	Blassgrün.

Es ist nach dem Vorgetragenen klar, dass keine der Newton'schen Farben eine reine homogene Spectralfarbe sein kann, sie sind sämmtlich Mischungen, doch sind die der zweiten Ordnung, insbesondere von der Dicke 0·0003 bis 0·0005 am wenigsten unrein. Ebenso ist ersichtlich, dass nirgends ein vollkommenes Schwarz oder Weiss auftreten kann. An deren Stelle treten dunklere und hellere Farbentöne und zwar als erstere Purpur und Blau, als letztere die gelblichen Mischungen.

So wie wir die Newton'schen Farben in der Theorie aus ihren Bestandtheilen zusammengesetzt haben, so können wir umgekehrt auf experimentellem Wege sie wieder zerlegen und dadurch für die vorgetragene Theorie einen Beweis erbringen. Stellen wir einen schmalen

Luftkeil, der die Newton'schen Farben zeigt, horizontal vor uns auf, so dass die Kante vertical steht und benutzen denselben wie eine leuchtende Spalte, von der wir ein Spectrum entwerfen, indem wir ein Prisma mit horizontaler nach aufwärts gerichteter Kante oder besser ein Beugungsgitter mit horizontalen Linien davor setzen, so muss das erhaltene Spectrum im Wesentlichen mit der Fig. 402 übereinstimmen. Die dunklen Streifen werden nur bei Anwendung des Prismas nicht geradlinig, sondern gekrümmt ausfallen müssen, weil die Ablenkungen nicht den Wellenlängen proportional sind, was eben nur beim Beugungsspectrum der Fall ist. Wir kommen auf eine solche spectrale Zerlegung der durch Interferenz entstandenen Farbenmischungen später nochmals zu sprechen.

Die Farben dünner planparalleler Blättchen und die des Farbenglases im weissen, reflectirten Lichte sind nun auch so gut wie erklärt und es ergeben sich insbesondere die im §. 128 aufgezählten Thatsachen als unmittelbare Folge des Vorgetragenen. Die durch genaue Messungen von Provostaye und Desains am Newton'schen Farbenglase bestätigte Uebereinstimmung mit der von Young, Fresnel, Poisson und Airy geschaffenen und ausgebildeten Theorie liefert ein glänzendes Zeugniss für die Richtigkeit der letzteren. A. Wangerin hat 1867 (Pogg. Ann. Bd. 131, S. 497) noch einige früher vernachlässigte Nebenumstände, wie z. B. den nicht vollständigen Parallelismus der interferirenden Strahlen und dergleichen in Rechnung gezogen und durch genaue Messungen die vollkommene Uebereinstimmung mit der so vervollständigten Theorie nachgewiesen.

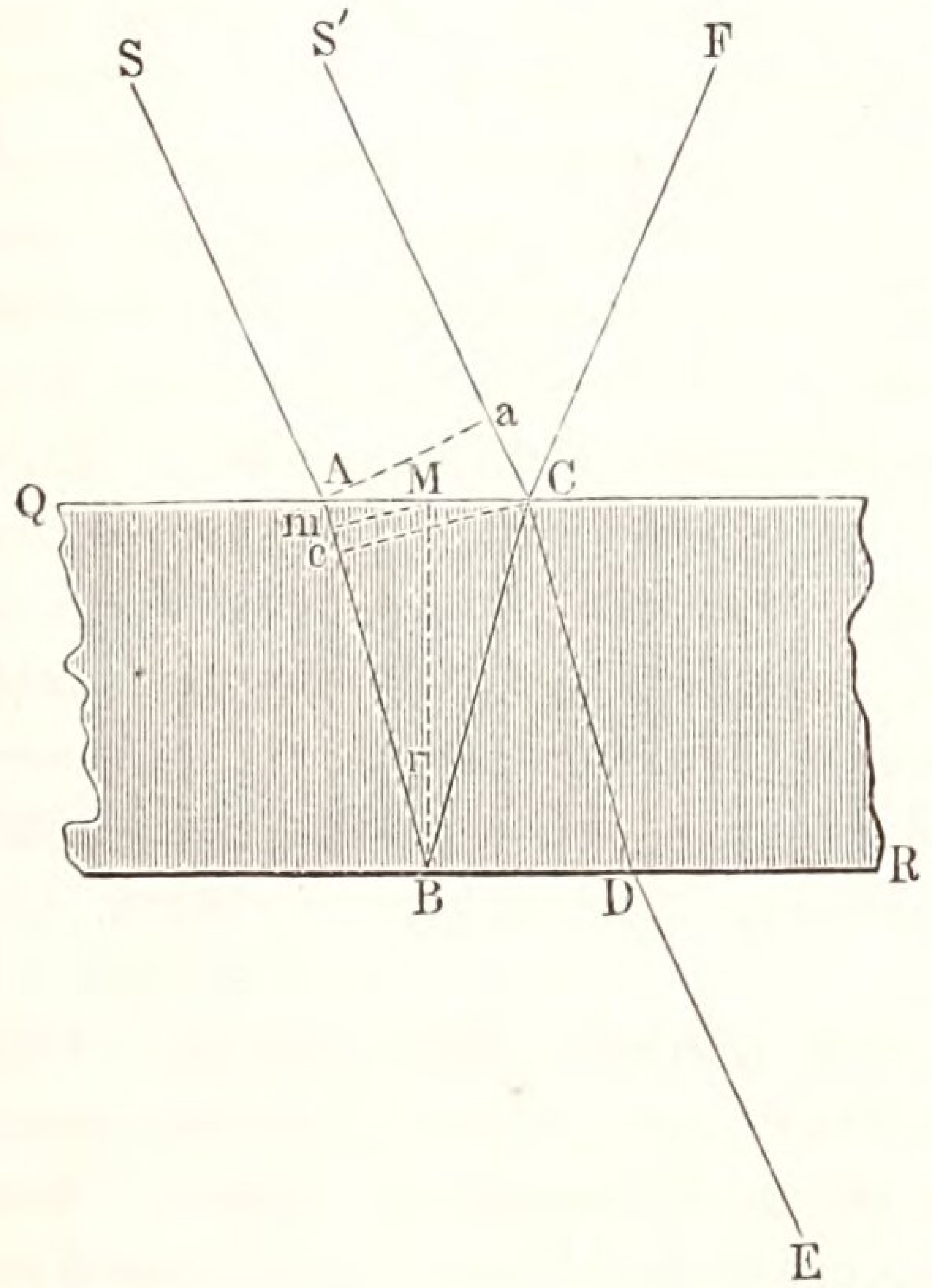
Es bleiben uns noch die Farben im durchgelassenen Lichte und einige Erscheinungen in Blättchen grösserer Dicke zu besprechen.

130 **Farben dünner Blättchen im durchgelassenen Lichte; Hilfsmittel zur experimentellen Darstellung der Newton'schen Farben.** Beobachtet man ein dünnes Blättchen oder ein Newton'sches Farbenglas statt im reflectirten, im durchgelassenen Lichte, so erhält man ganz ähnliche Erscheinungen, welche sich in folgenden zwei Punkten von den früheren unterscheiden. Erstens sind alle Farben die complementären zu denjenigen im reflectirten Lichte, also auch im homogenen Lichte die hellen und dunklen Stellen vertauscht; zweitens erscheint das ganze Bild weniger lebhaft gefärbt, resp. die hellen und dunklen Streifen weniger stark ausgeprägt.

Die Erklärung dieses Verhaltens ist folgende: Es sind diesmal die Strahlen $SABCDE$ und $S'CDE$, Fig. 403, welche längs DE zur Interferenz gelangen. Der erstere dieser Strahlen hat nun aber zwei innere Reflexionen erlitten und deshalb ist der Gangunterschied noch um eine halbe Wellenlänge vermehrt worden. Es muss also gerade dort, wo im reflectirten Lichte eine Aufhebung der Schwingungen stattfindet, hier eine Unterstützung derselben eintreten und um-

gekehrt. Im homogenen Lichte werden also die früher hellen Stellen dunkel, die dunklen hell erscheinen. Im weissen Lichte werden jene Farben, welche im reflectirten Lichte im Minimum der Helligkeit sind, im Maximum der Helligkeit auftreten und umgekehrt. Daraus folgt nothwendig, dass gerade jene Theile des Spectrums, welche im reflectirten Lichte mitwirken, hier ausbleiben und dafür jene Theile auftreten, die dort fehlen, d. h., dass die Summe der zusammenwirkenden Farben complementär ausfallen muss.

Fig. 403.



Die geringere Lebhaftigkeit der Erscheinung folgt daraus, dass der eine der beiden Strahlen durch die zweimalige Reflexion sehr viel von seiner Intensität eingebüsst hat und daher bei der Interferenz mit dem anderen Strahl nur mit einer sehr viel kleineren Amplitude einwirken kann. Das weisse Licht des intensiveren Strahls bleibt daher zum grossen Theile unverändert, mischt sich den Farben bei und lässt dieselben weniger gesättigt erscheinen.

Benutzt man ein Newton'sches Farbenglas als Object im Sonnenmikroskop oder im Projectionsapparat, so kann man mittelst des durchgelassenen Lichtes die farbigen Ringe auf einem grossen Schirm projiciren und durch Einschaltung farbiger Gläser den Einfluss der verschiedenen Wellenlänge, durch Einschliessen von Flüssigkeiten zwischen die Platten den Einfluss des Brechungsquotienten nachweisen.

Sehr schön lassen sich die Newton'schen Farbenringe mit Seifenblasen darstellen, worüber man Näheres in Frick's physikalischer Technik findet. Hier wollen wir nur als Ergänzung zu der im ersten Bande S. 143 gegebenen Anleitung bemerken, dass die Seifenlösung nach Plateau dadurch wesentlich verbessert werden kann, dass man statt der käuflichen Marseillerseife reines ölsaures Natron anwendet. Die Marseillerseife enthält nämlich neben ölsaurem auch noch stearinsaures Natron. Letzteres Salz zersetzt sich aber leicht, trübt dann die Flüssigkeit und nimmt ihr die Fähigkeit, dauerhafte Häutchen zu bilden. Die umständliche Darstellung des reinen ölsauren Natrons lässt sich nach Terquem umgehen, indem man die Schwerlöslichkeit des stearinsauren Natrons in Weingeist benutzt. Vier Gramm wohlgetrockneter Marseillerseife werden in 100 ccm 80 procentigen kalten Weingeistes gelöst,

die filtrirte Lösung in ein Gemisch von destillirtem Wasser und Glycerin gegossen, dessen specif. Gewicht 1·35 ist (ungefähr gleiche Volumina Wasser und reines Glycerin) und zwar werden 25 ccm der alkoholischen Seifenlösung zu 100 ccm der Glycerinlösung gegeben. Das Gemisch wird bis zur Verdampfung allen Alkohols gekocht, dann wieder mit Wasser bis zu 100 ccm Volumen verdünnt und filtrirt.

Auf eine sehr schöne Weise lassen sich mittelst Seifenlösung die Newton'schen Ringe nach Eisenlohr erhalten, wenn man von derselben eine Quantität in eine ausgebauchte Glasflasche giebt, welche sodann evacuirt und verschlossen wird. Die Flasche ist mit einer Vorrichtung versehen, welche gestattet, dieselbe auf der verticalen Axe einer Schwungmaschine zu befestigen und in rasche Rotation zu versetzen. Ein durch vorausgegangenes Schütteln erhaltenes Häutchen spannt sich dann an der Stelle des grössten Durchmessers der Flasche horizontal aus und wird, da die Seifenlösung durch Centrifugalkraft nach Aussen getrieben wird, in der Mitte immer dünner, bis im Centrum der dunkle Fleck und ringsum die Farbenringe der ersten Ordnung entstehen.

131 **Interferenzerscheinungen an dicken Blättchen.** Dass bei zunehmender Dicke der Blättchen die Newton'schen Farben immer mehr verblassen müssen, haben wir im §. 129 dadurch erklärt, dass, wie die Fig. 402 erkennen lässt, die Anzahl der Farben des Spectrums, welche mit dem Maximum der Helligkeit an dem Farbengemische betheiligt sind, immer grösser wird, so dass bei beträchtlicher Dicke aus allen Regionen des Spectrums Repräsentanten vorhanden sind, deren Zusammenwirken dann für unsere Empfindung denselben Farbeneffect giebt, wie wirkliches Weiss.

Wenn man nun aber ausschliesslich homogenes Licht anwenden würde, so müsste der Theorie nach die Dicke der Blättchen beliebig vergrössert werden können, ohne dass die Erscheinung anders verlaufen dürfte, als bei dünnen Blättchen. Ein Luftkeil müsste z. B. bei 1 cm mittlerer Dicke dieselben dunklen und hellen Streifen geben, wie bei nur 0·001 mm mittlerer Dicke und ein Newton'sches Farbenglas müsste im homogenen Lichte bis zum äussersten Rande mit dunklen und hellen Ringen erfüllt sein, deren gegenseitiger Abstand sich constant verringern müsste. Würde man die Linse eines solchen Farbenglases von der Glasplatte allmälig parallel zu sich entfernen, so müsste, so oft die Distanz um eine halbe Wellenlänge zugenommen hat, jeder Ring sich so weit zusammengezogen haben, dass er an die Stelle seines nächst kleineren Nachbarringes getreten wäre.

Diese Erscheinungen treffen nun in der That bis zu einem gewissen Grade ein, wie man in dem Lichte der Kochsalzflamme beobachten kann. Die Anzahl der unter dieser Beleuchtung gesehenen dunklen Streifen ist eine ausserordentlich grosse und geht bis zu einer beträchtlichen Dicke der Blättchen, dann aber verschwinden sie dennoch. Das New-

ton'sche Farbenglas zeigt ebenfalls eine sehr grosse Anzahl von dunklen Ringen und es tritt auch die oben abgeleitete Erscheinung auf, indem beim allmäligen Entfernen der Linse von der Glasplatte für je eine halbe Wellenlänge Distanzvermehrung ein Ring an Stelle des nächst engeren tritt.

Merkt man sich dabei irgend einen Punkt der Platte, so kann man die Ringe zählen, welche vom Rande herkommend und sich fortwährend zusammenziehend über diesen Punkt hinwegziehen, um in der Mitte zu verschwinden. Allein man bemerkt noch eine andere interessante Erscheinung. Nachdem etwa 400 Ringe in dieser Weise über einen Punkt hinweggegangen, werden dieselben undeutlich und bei circa 500 sind sie am undeutlichsten. Geht man mit der Vermehrung der Dicke immer weiter, so werden die Ringe wieder deutlicher und wenn etwa 1000 vorüber sind, haben sie wieder fast die frühere Schärfe. Diese Erscheinung wiederholt sich periodisch, bis man gegen 10000 Ringe gezählt hat, dann werden die Ringe immer undeutlicher, so dass man sie nicht mehr beobachten kann.

Fizeau bestimmte die Zunahme der Entfernung, welche nöthig war, um aus einer Stellung, wo die Ringe scharf sichtbar waren, in jene nächste Stellung zu gelangen, wo sie wiederum scharf erschienen, zu 0·28945 mm.

Diese interessanten Erscheinungen finden ihre vollständige Erklärung in dem Umstande, dass das Licht der Kochsalzflamme nicht vollkommen homogen ist, da wie wir wissen, die Natronlinie aus zwei

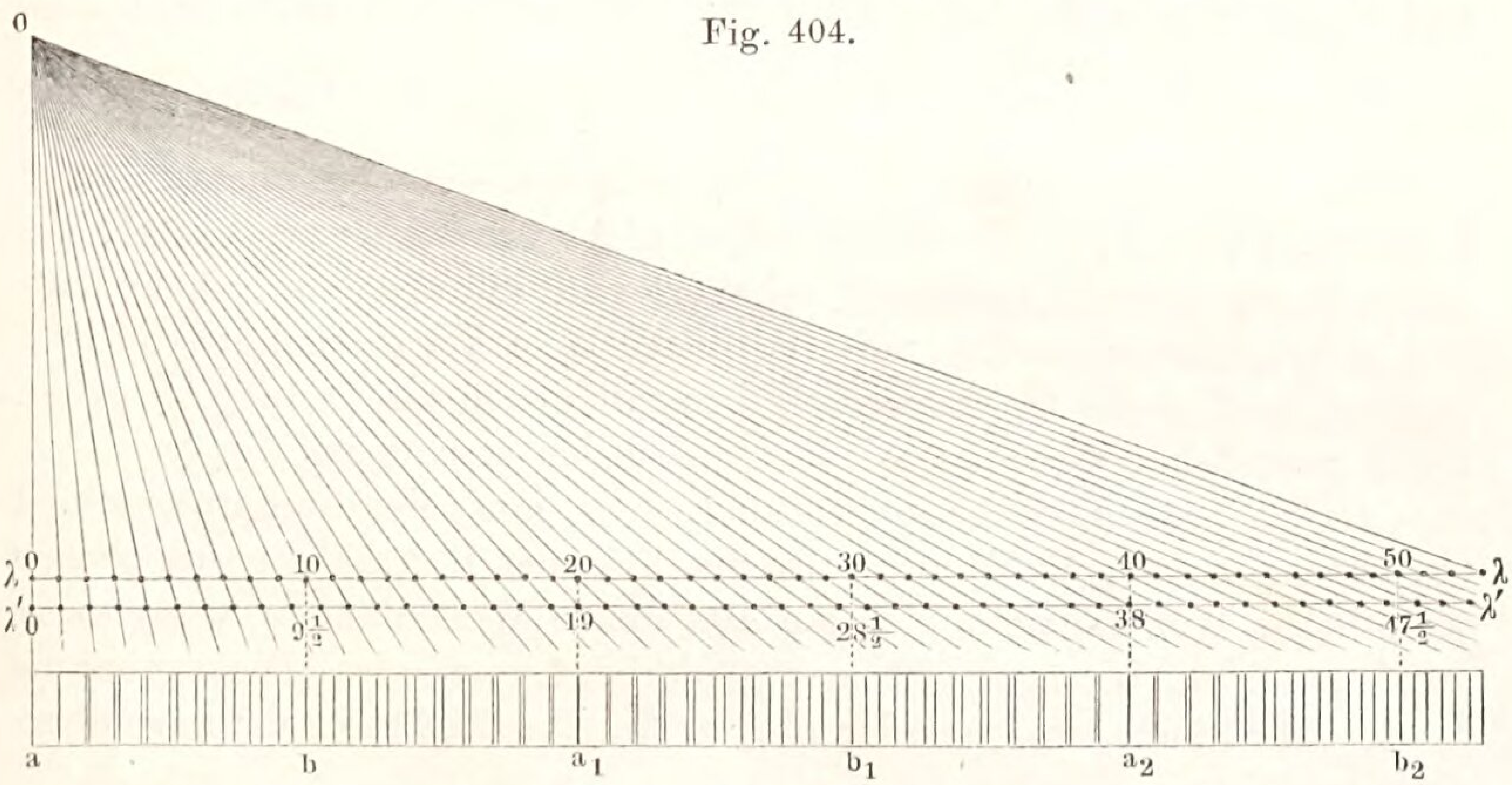


Fig. 404.

Hauptlinien D_1 und D_2 von den Wellenlängen 590·0 und 589·4 Milliontel Millimeter besteht.

In Fig. 404 sei die früher für das ganze Spectrum durchgeführte Construction der Fig. 402 für zwei Lichtsorten der wenig verschiedenen Wellenlängen λ und λ' ausgeführt. Es ist also das Verhältniss der Strecken $O\lambda : O\lambda'$ gleich dem Verhältniss $\lambda : \lambda'$. Auf der Horizontal-

linie $\lambda\lambda$ sei die Länge $\frac{\lambda}{2}$ oftmals nach einander aufgetragen und so die Reihe der Punkte erhalten, wo die dunklen Streifen von O aus hindurchzuziehen sind. Ihre Durchschnittspunkte mit der zweiten Horizontalen $\lambda'\lambda'$ geben dann die Orte der dunklen Streifen für die Wellenlänge λ'; das heisst also: eine keilförmige Luftschichte, welche mit Licht von der Wellenlänge λ beleuchtet die dunklen Streifen in Abständen wie die Punkte auf $\lambda\lambda$ zeigt, wird mit Licht von der Wellenlänge λ' beleuchtet diese Abstände wie die Punkte auf $\lambda'\lambda'$ zeigen. Wirken nun beide Lichtsorten gleichzeitig ein, so erhalten wir das combinirte Streifensystem, indem wir die sämmtlichen Punkte beider Horizontalen auf die gemeinschaftliche Parallele $a b_2$ projiciren.

In der Figur sind die so erhaltenen Orte der dunklen Streifen durch senkrechte Striche angedeutet. Man sieht, wie dieselben periodisch zusammen- und dann wieder zwischen einander fallen müssen.

Die Analogie dieser Erscheinung mit jener der Stösse, welche wir in der Akustik bei der Interferenz nahe gleich hoher Töne kennen lernten, ist nicht zu verkennen.

In der Figur ist angenommen, dass auf je 20 Wellenlängen von der Grösse λ, 19 Wellenlängen von der Grösse λ' kommen. Die Wellenlängen der beiden D-Linien stehen einander nun sehr viel näher, die Differenz derselben beträgt 590·9 — 589·4 = 0·6 Milliontel Millimeter. Da nun $\frac{590}{0 \cdot 6} = 983$, so müssen auf 983 Wellenlängen der Linie D_1 984 Wellenlängen der Linie D_2 fallen. Es müssen deshalb nach dem Vorübergange von $\frac{984}{2} = 492$ dunklen Ringen des Lichtes D_2, die dunklen Ringe des Lichtes D_1 mitten zwischen die ersteren zu liegen kommen, wodurch, da die Ringe selbst nicht scharf begrenzt sind, der ganze Raum mehr gleichförmig schattirt und die Ringe selbst undeutlich wahrnehmbar werden müssen. Nach dem Vorübergange von 984 Ringen des Lichtes D_2 fallen dieselben mit denen des Lichtes D_1 genau zusammen, daher dieselben wiederum deutlich erscheinen.

Damit 984 dunkle Ringe vorübergehen, muss der Gangunterschied um ebenso viele Wellenlängen, also die Dicke der Luftschichte um ebenso viele halbe Wellenlängen, also um 492 ganze Wellenlängen vergrössert werden. Nun beträgt 492 mal 0·0005894 mm eine Dickezunahme = 0·2899848 mm, was mit der obigen Angabe 0·28945 sehr nahe übereinstimmt.

Dass nach etwa 10000 Ringen die folgenden undeutlich werden, erklärt sich durch den Umstand, dass auch die beiden Linien D_1 und D_2 nicht von verschwindender Breite sind, also nicht ganz homogenes Licht enthalten. Eine Flamme, welche durch Brennen eines kochsalzhaltigen Gemisches von 4 Theilen Methylalkohols mit 1 Theil Aethylalkohol erhalten wurde, lieferte wegen der viel geringeren Temperatur ein viel

homogeneres Licht als die gewöhnliche Weingeistnatronflamme. Mittelst derselben gelang es Fizeau, 52 Perioden von Ringen zu zählen, welche also über 50000 Einzelringe je Einer Lichtsorte enthielten. Die zugehörige Luftschichte musste also bis zu einer Dicke von 0·829 × 52 = 15 mm die Ringe noch wahrnehmen lassen.

Ebenso wie Luftschichten zeigen planparallel geschliffene feste Körper, wie z. B. Glasplatten, Krystalle etc. bei Dicken bis über 1 cm im Lichte der genannten Kochsalzflamme dunkle Streifen, da es kaum möglich ist, dass dieselben vollkommen genau parallel begränzt sind.

Aendert sich nun bei solchen Platten ihr Brechungsquotient nur um ein Geringes, oder dehnen sie sich nur ein wenig aus, so ändert sich sogleich der Gangunterschied und es schreiten eine Anzahl Streifen über einen ins Auge gefassten Punkt hinweg.

Hierauf gründete Fizeau ein höchst empfindliches Verfahren zur Messung kleiner Aenderungen des Brechungsquotienten, und auf diese Weise fand er unter anderen das S. 176 mitgetheilte Resultat, dass der Brechungsquotient bei den meisten festen Körpern mit der Temperatur zunimmt, bei einigen wie z. B. Flussspath abnimmt.

Auf die Interferenzerscheinungen in dicken Platten gründet sich auch ein von Jamin erfundenes, Interferenzialrefractor genanntes Instrument, welches wir aber leider übergehen müssen, um die uns gesteckten Gränzen des Buches nicht zu überschreiten. Wir verweisen bezüglich desselben auf Pogg. Ann., Bd. 98.

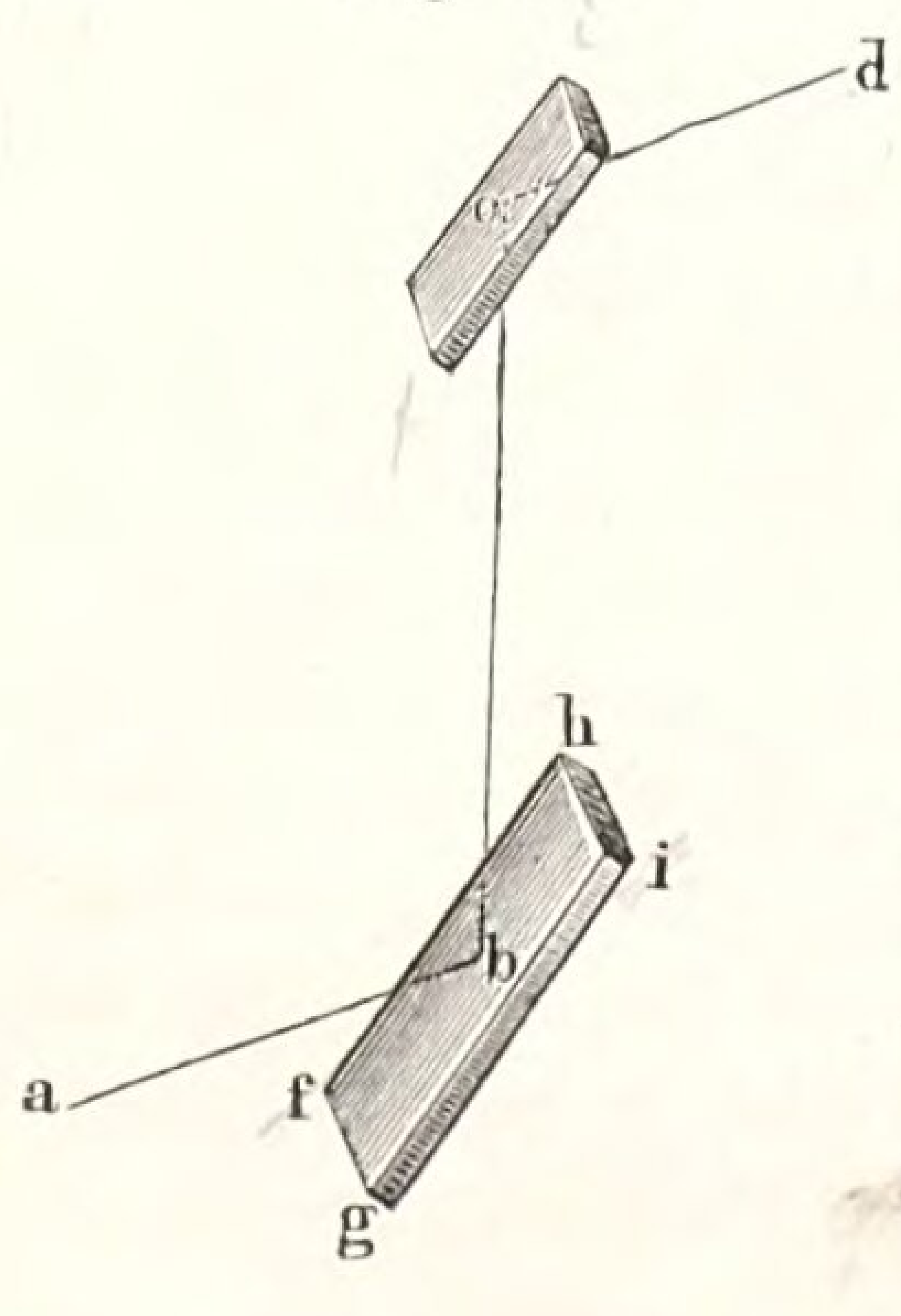
Zehntes Capitel.

Polarisation des Lichtes.

132 **Polarisation durch Reflexion.** Ein gewöhnlicher Lichtstrahl besitzt nach allen Seiten hin dieselben Eigenschaften. Fängt man z. B. einen gewöhnlichen Lichtstrahl durch einen Spiegel auf, so wird er stets reflectirt, welches auch die Lage des Spiegels gegen den Strahl sein mag. Dies ist jedoch nicht bei allen Strahlen der Fall; es giebt Lichtstrahlen, welche nicht nach allen Seiten hin dieselben Beziehungen zeigen. Diese Eigenthümlichkeit wird mit dem Namen der Polarisation bezeichnet, und Strahlen, welche diese Eigenthümlichkeit besitzen, nennt man polarisirte Strahlen.

Die Polarisation des Lichtes wurde im Jahre 1811 von Malus entdeckt. Erst durch diese wichtige Entdeckung wurde es möglich, die schon früher bekannten und auch theilweise richtig erklärten Erscheinungen der doppelten Brechung, die wir erst im folgenden Capitel näher betrachten werden, in allen Beziehungen richtig zu erkennen.

Fig. 405.



Wir wollen uns zunächst damit beschäftigen, die Erzeugungsarten und die Eigenschaften der polarisirten Lichtstrahlen kennen zu lernen.

Fällt ein gewöhnlicher Lichtstrahl ab, Fig. 405, auf eine ebene Glastafel $gfhi$ unter einem Einfallswinkel von ungefähr 55° auf, so wird er zum grossen Theil nach den gewöhnlichen Gesetzen in der Richtung bc reflectirt. Der in der Richtung bc gespiegelte Strahl ist

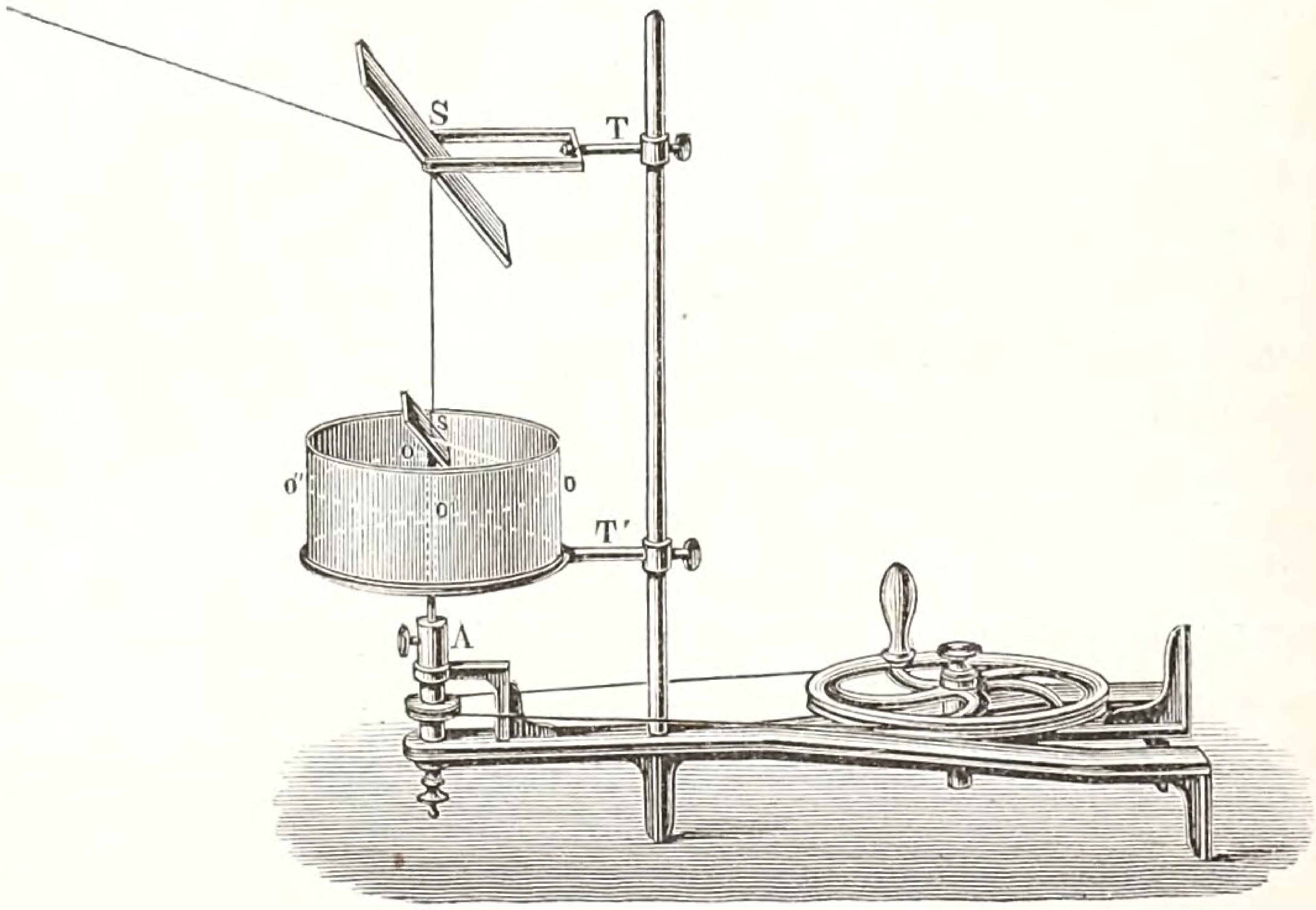
nun durch diese Reflexion polarisirt. Um seine Eigenschaften zu untersuchen, muss man den polarisirten Strahl so viel als möglich zu isoliren suchen; wenn sich unter der Glasplatte $gfhi$ Gegenstände befinden, welche Lichtstrahlen auf dieselbe senden, die sich nach ihrem Durchgange durch die Platte ebenfalls in der Richtung bc fortpflanzen, so neutralisiren diese Strahlen die Eigenschaften des durch Reflexion polarisirten. Wenn demnach solche schädliche Strahlen nicht schon durch die Construction des ganzen Apparates ausgeschlossen sind (ein solcher Apparat wird alsbald beschrieben werden), so muss die Glastafel auf der Rückseite geschwärzt sein, etwa mit Asphalt, schwarzer Oelfarbe oder Tusch. Statt eines auf der Rückseite geschwärzten Spiegels kann man auch einen Spiegel von Obsidian oder schwarzem Glase anwenden.

Fällt der durch Reflexion polarisirte Strahl bc auf eine zweite ebenfalls auf der Rückseite geschwärzte Glastafel, welche der unteren parallel ist, so macht der Strahl bc auch hier mit der Normalen einen Winkel von 55^0 und die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt mit der des unteren zusammen. Bei dieser Lage des zweiten Spiegels wird der Strahl bc wie jeder gewöhnliche Lichtstrahl reflectirt; dreht man jedoch den oberen Spiegel so, dass die Richtung des Strahles bc die Umdrehungsaxe bildet, so bleibt zwar der Winkel, welchen der einfallende Strahl bc mit dem Einfallslothe macht, unverändert 55^0, allein der Parallelismus der beiden Spiegel hört auf, die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt nicht mehr mit der des unteren zusammen. Dreht man nun auf die angegebene Weise den oberen Spiegel aus der Lage des Parallelismus mit dem unteren heraus, so wird die Intensität des zum zweiten Male reflectirten Strahles um so mehr abnehmen, je mehr der Winkel wächst, den die Reflexionsebene des oberen Spiegels mit der des unteren macht, bis dieser Winkel 90^0 geworden ist, oder mit anderen Worten, bis die Reflexionsebenen beider Spiegel sich unter einem rechten Winkel kreuzen. Bei dieser Stellung wird der Strahl bc von dem oberen Spiegel gar nicht mehr reflectirt, was doch der Fall sein müsste, wenn bc ein gewöhnlicher Lichtstrahl wäre. Bei weiter fortgesetzter Drehung des oberen Spiegels nimmt die Intensität des reflectirten Strahles allmälig wieder zu, bis sie wieder ihr Maximum erreicht, wenn die ganze Drehung 180^0 beträgt. In dieser Stellung fallen die Reflexionsebenen der beiden Spiegel abermals zusammen. Dreht man noch weiter, so wird der vom oberen Spiegel reflectirte Strahl wieder schwächer und verschwindet ganz, wenn die Reflexionsebenen beider Spiegel wieder gekreuzt sind, also bei einer Drehung von 270^0 etc.

Eine Vorrichtung, an welcher zwei Polarisationsspiegel so angebracht sind, dass man damit den eben beschriebenen Versuch anstellen kann, heisst Polarisationsapparat. Die beiden Spiegel heissen Polariseur und Analyseur. Ein einfacher Apparat, welcher gestattet, den beschriebenen Versuch mehreren Personen zugleich vorzuzeigen, ist der in Fig. 406 abgebildete.

Auf der Axe A des (Stöhrer'schen) Rotationsapparates ist ein kleiner rückwärts geschwärzter Glasspiegel s befestigt, ein eben solcher

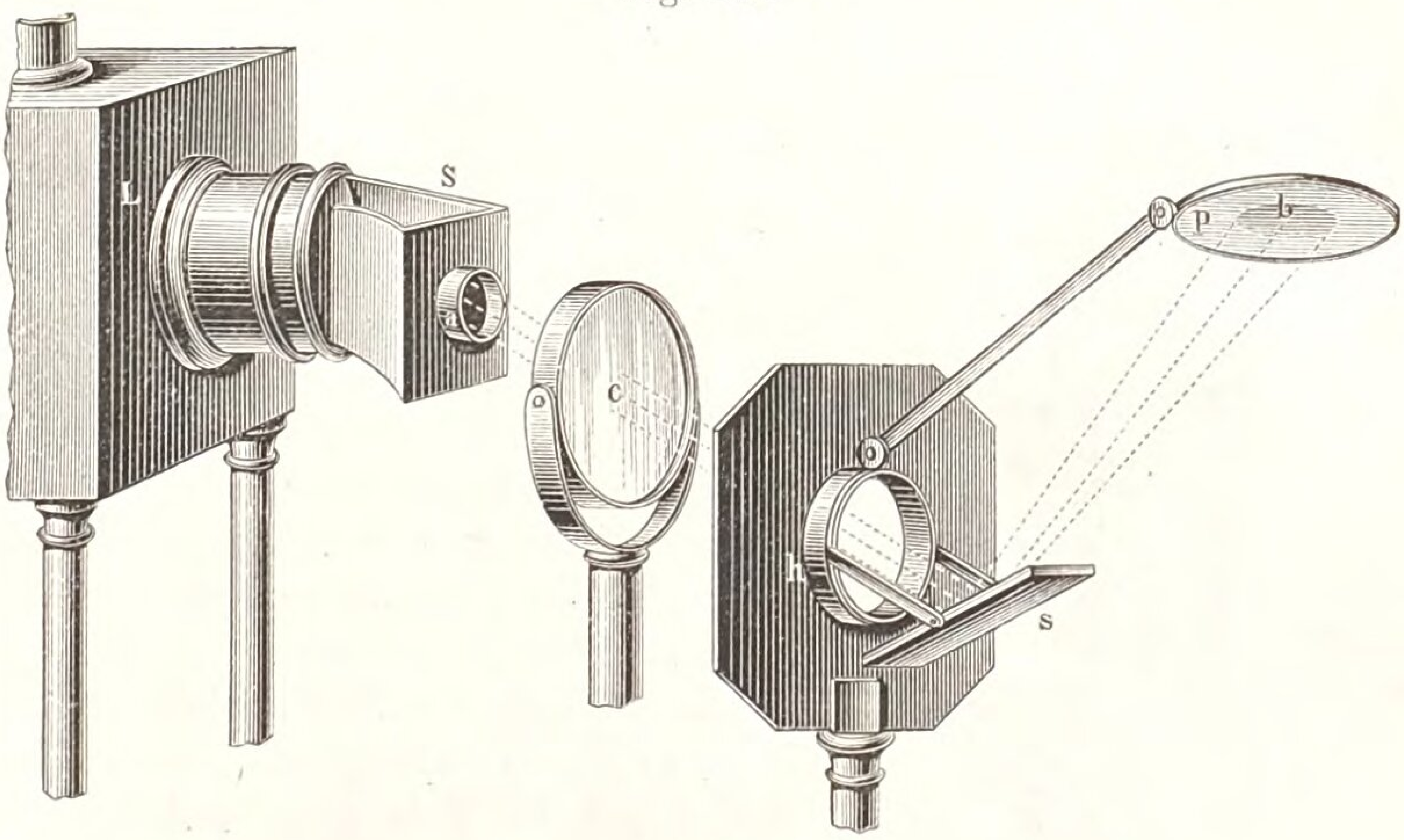
Fig. 406.



etwas grösserer Spiegel S wird durch den Träger T festgehalten. Beide Spiegel kehren sich ihre spiegelnden Flächen zu und sind gegen die Verticale um $90^0 — 55^0 = 35^0$ geneigt. Ein Bündel Lichtstrahlen, das durch eine Oeffnung im Fensterladen ins verdunkelte Zimmer eintritt und durch eine Convexlinse passend convergent gemacht und dirigirt werden kann, fällt nach der Reflexion an S und s bei o auf die Innenseite eines cylindrischen, undurchsichtigen oder durchscheinenden Schirmes, welcher mittelst des Trägers T gehalten wird. (Ein abgesprengtes mit Pausepapier überzogenes Becherglas, welches auf den Ring eines Lampenstativs gestellt wird, versieht diesen Dienst, auch kann man statt der Schwungmaschine die im §. 88 (Fig. 275) abgebildete sogenannte Wundertrommel zu diesem Zwecke benutzen, wobei dann Spiegel s sammt Trommel gedreht wird.) Hat man in o ein helles Bild der Oeffnung erhalten und dreht nun den Spiegel s zunächst langsam um seine verticale Axe, so beschreibt das Bild der Oeffnung einen Kreis über o', o'', o''' zurück nach o. Dabei erlischt es jedoch an den Stellen o' und o''' und erscheint am hellsten in o und o''. Dreht man so schnell, dass der Lichteindruck andauert, so erhält man einen in zwei Hälften getheilten Ring, der bei o und o'' am hellsten, bei o' und o''' unterbrochen erscheint. Giebt man den Spiegeln eine andere Neigung gegen die Verticale, so ist das Verschwinden bei den letzteren Punkten kein vollständiges. Der Versuch wird am besten ohne den Spiegel des Lichteinlassapparates angestellt oder doch nur ein Amalgamspiegel hierbei verwendet, da ein schwarzer Glasspiegel das Licht schon polarisiren würde, bevor es auf S auffällt.

Duboscq führt den Apparat in der Fig. 407 gezeichneten Form aus. L ist die bekannte Laterne für künstliches Licht, S ist der als Polariseur, s

Fig. 407.



der als Analyseur dienende Spiegel. Der letztere ist mittelst der Hülse h sammt dem kleinen Projectionsschirme p drehbar. Die Convexlinse c entwirft ein reelles Bild b der Oeffnung a auf dem Schirme p, welches je nach der Stellung zwischen Maximum und Minimum der Helligkeit wechselt.

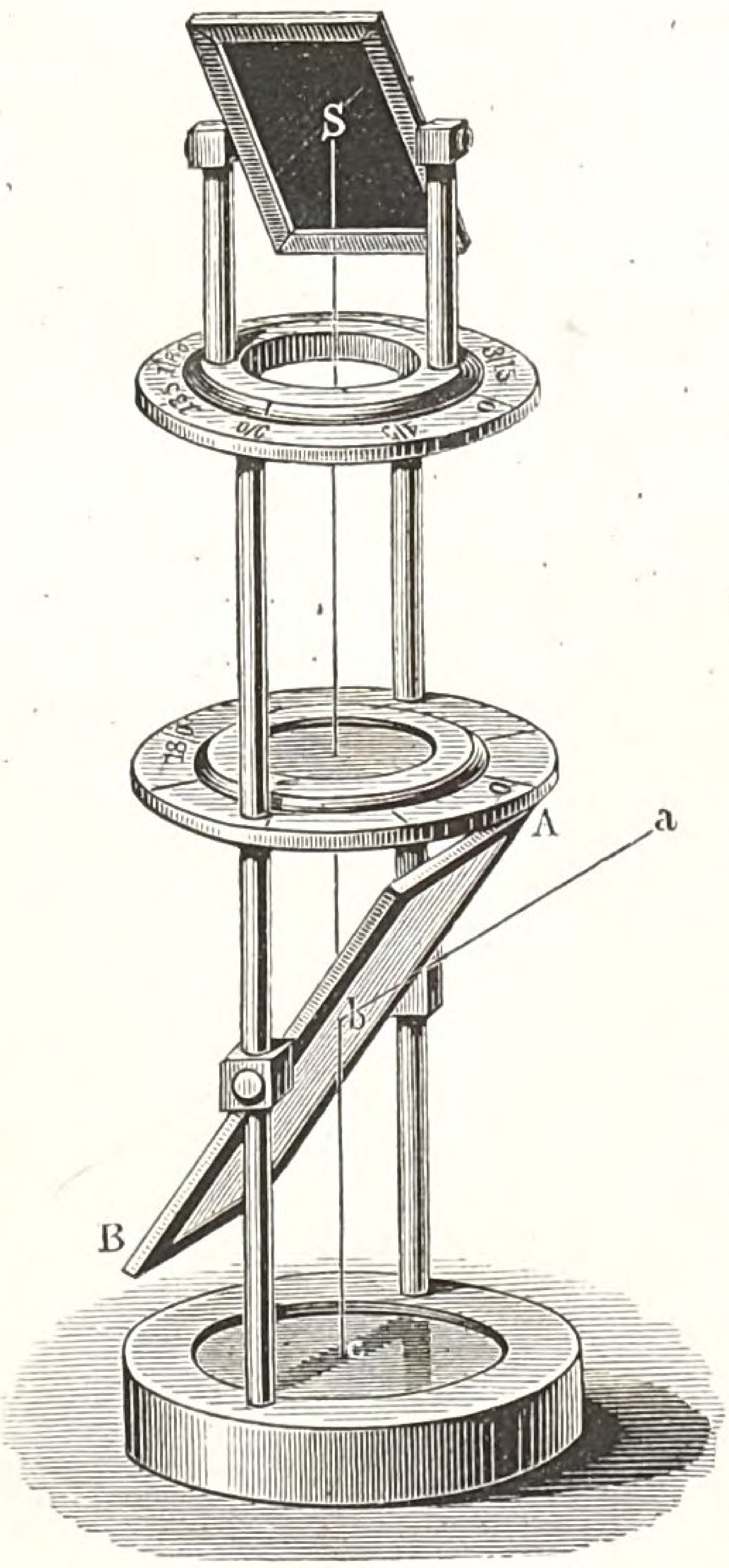
Man hat dem Polarisationsapparate mannigfache Formen gegeben, die bald zu diesem, bald zu jenem Versuche sich am besten eignen. Alle diese verschiedenen Formen zu beschreiben, würde hier zu weit führen; es mag zunächst die genauere Beschreibung des von Nörrenberg construirten Apparates folgen, welcher fast zu allen Versuchen der zweckmässigste ist.

Der Nörrenberg'sche Polarisationsapparat ist Fig. 408 (a. f. S.) in $^1/_4$ der natürlichen Grösse dargestellt. In einem Fussgestelle, welches nicht zu leicht sein darf, damit der Apparat die nöthige Stabilität erhalte, befinden sich am Rande, diametral einander gegenüberstehend, zwei Stäbe, zwischen denen ein Rähmchen AB angebracht ist, welches eine Platte von geschliffenem Spiegelglase einschliesst. Dieses Rähmchen und mit ihm der Spiegel ist mittelst zweier Zapfen um eine horizontale Axe drehbar, so dass man dem Spiegel jede beliebige Lage gegen die Richtung des Lothes geben kann. Der Spiegel wird jedoch gewöhnlich in einer solchen Lage festgestellt, dass seine Ebene einen Winkel von 35^0 mit der Verticalen macht. Fällt bei dieser Stellung des Spiegels ein Lichtstrahl ab unter einem Einfallswinkel von 55^0 auf den Spiegel, so geht er zum Theil durch das Glas hindurch, und diesen Theil haben wir weiter nicht zu betrachten, zum Theil aber wird er in der Richtung bc

vertical nach unten reflectirt. Dieser reflectirte Strahl ist nun **polarisirt**.

Die Reflexionsebene eines durch Spiegelung polarisirten Lichtstrahls wird seine **Polarisationsebene** genannt. So ist z. B. die durch *b a* und *b c*, Fig. 408, gelegte Ebene die Polarisationsebene des durch den Spiegel *A B* in der Richtung *b c* reflectirten und durch diese Reflexion polarisirten Strahles.

Fig. 408.



Auf dem Fussgestelle befindet sich nun in wagerechter Lage ein gewöhnlicher auf der Rückseite belegter Spiegel, welcher die in der Richtung *b c* rechtwinklig zu seiner Oberfläche ankommenden polarisirten Strahlen in der Richtung *c b* reflectirt, so dass sie nun zum zweiten Male auf den Polarisationsspiegel *A B* fallen, welcher den grössten Theil derselben durchlässt, so dass dieselben zum oberen Theile des Apparates gelangen, während die übrigen in der Richtung *b a* reflectirten nicht mehr in Betracht kommen. Die oberen Enden der Stäbe (der mittlere Theil des Apparates mag vor der Hand noch unberücksichtigt bleiben) tragen einen in Grade getheilten Ring. Der Nullpunkt dieser Theilung liegt so, dass, wenn man sich durch die Theilstriche 0 und 180^0 eine Verticalebene gelegt denkt, diese Ebene mit der Reflexionsebene des Spiegels *A B*, also mit der Polarisationsebene der durch diesen Spiegel polarisirten Strahlen zusammenfällt. In diesem getheilten Ringe ist ein anderer drehbar, auf welchem diametral gegenüberstehend zwei Säulchen angebracht sind, zwischen welchen ein Spiegel *S* von schwarzem Glase oder ein auf der Rückseite geschwärzter Spiegel ebenso befestigt ist wie der untere Polarisationsspiegel zwischen seinen Stäben; wie der untere um eine horizontale Axe drehbar, kann der obere Spiegel leicht so gestellt werden, dass er einen Winkel von 35^0 mit der Verticalen macht.

Dieser Spiegel *S* dient als **Zerlegungsspiegel** oder **Analyseur**.

Der drehbare Ring, auf welchem die Säulchen stehen, ist am Rande etwas zugeschärft und gerade in der Mitte der vorderen Hälfte des Ringes ist eine Linie, ein Index, auf die Zuschärfung gezogen. Eine durch diesen Index und den Mittelpunkt des Ringes gelegte Verticalebene fällt mit der Reflexionsebene des oberen Spiegels zusammen. Dreht man den Ring, welcher den Spiegel *S* trägt, so, dass der Index mit dem Null-

punkte der Theilung zusammenfällt, so fallen die Reflexionsebenen des Polarisationsspiegels und des Zerlegungsspiegels zusammen. Dasselbe ist der Fall, wenn der Index bei 180° steht. Wenn der Index bei 90° (wie in unserer Figur) oder bei 270° steht, so macht die Reflexionsebene des Zerlegungsspiegels einen rechten Winkel mit der Reflexionsebene des unteren Polarisationsspiegels.

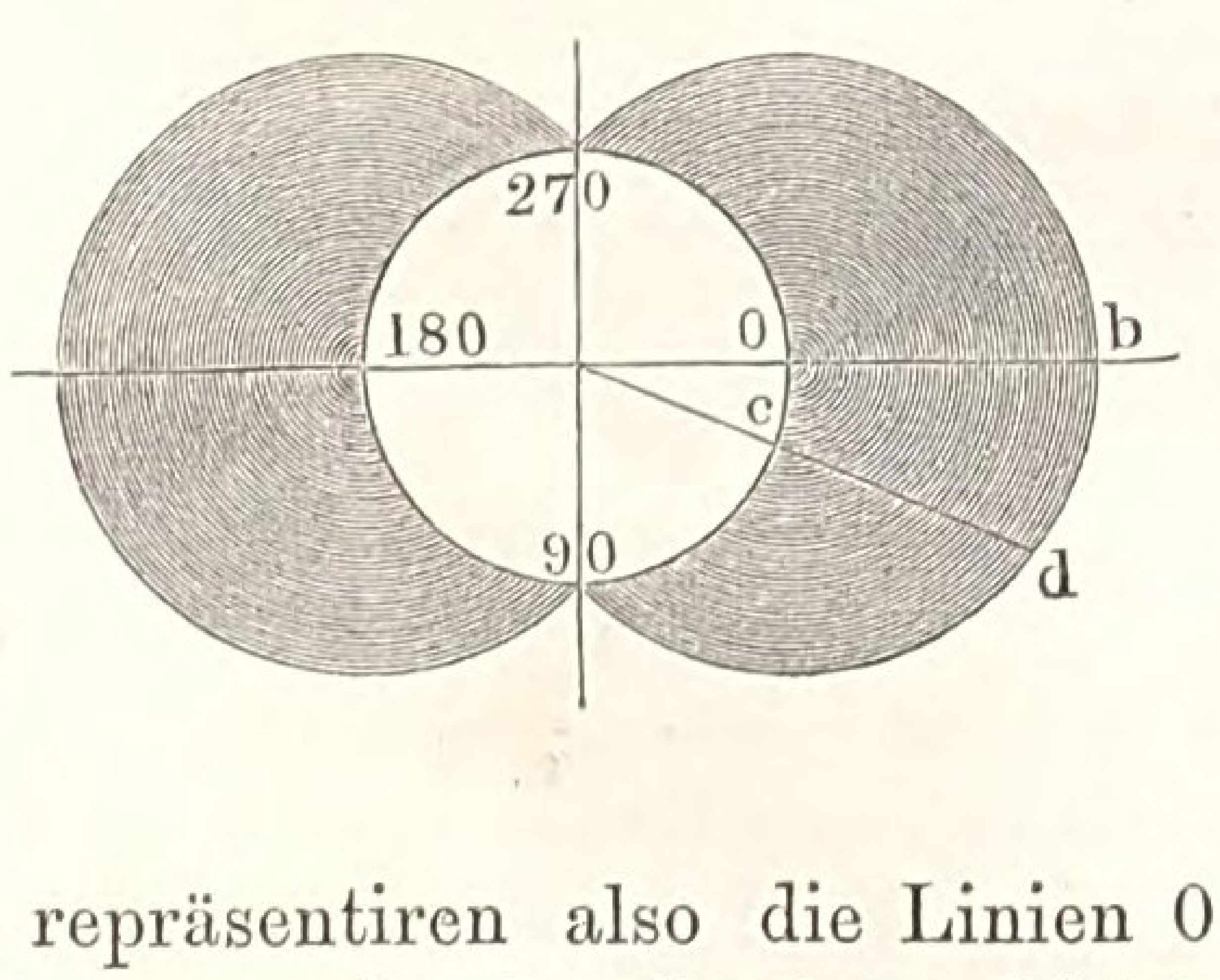
Der Winkel, welchen die Reflexionsebene des Zerlegungsspiegels mit der Reflexionsebene des Polarisationsspiegels macht, wird das Azimuth des Zerlegungsspiegels genannt.

Die Erscheinungen der gewöhnlichen Polarisation, welche man an diesem Apparate beobachten kann, sind folgende. Wenn beide Spiegel parallel stehen, wenn also der Index des den oberen Spiegel tragenden Ringes bei 0° steht, so reflectirt der obere Spiegel die von unten her ihn treffenden Strahlen, das Gesichtsfeld ist also hell. Dreht man aber den Zerlegungsspiegel aus dieser Lage heraus, so dass bei unverändertem Einfallswinkel das Azimuth des Zerlegungsspiegels nach und nach wächst, so nimmt die Intensität des reflectirten Lichtes mehr und mehr ab und wird 0, wenn der Index bei 90° steht, wenn also das Azimuth des Zerlegungsspiegels 90° geworden ist. In dieser Stellung reflectirt der schwarze Spiegel die von unten her ihn treffenden Strahlen nicht mehr, das Gesichtsfeld erscheint dunkel. Dreht man noch weiter, so wird es allmälig wieder heller, und wenn der Index bei 180° steht, ist die Lichtstärke wieder derjenigen gleich, die bei 0° beobachtet wurde. Das Licht nimmt jedoch wieder ab, wenn man noch über 180° hinausgeht; das Gesichtsfeld wird zum zweiten Male dunkel, wenn der Index bei 270° steht.

Es versteht sich von selbst, dass während dieser ganzen Drehung die Richtung des oberen Spiegels gegen die Verticale unverändert bleiben muss. In allen Lagen macht der obere Spiegel einen Winkel von 35° mit der Verticalen.

Der Zusammenhang dieser Erscheinungen lässt sich so leicht übersehen, dass es nicht nöthig wäre, sie noch weiter anschaulich zu machen; allein des besseren Verständnisses der complicirteren Erscheinungen der Kreispolarisation wegen wollen wir auch die einfachen Erscheinungen der gewöhnlichen Polarisation graphisch darstellen.

Fig. 409.



In Fig. 409 stellt die Verlängerung der Radien des Kreises bis zu der Curve, welche die ganze Figur begränzt, die Intensität des reflectirten Lichtes für die verschiedenen Stellungen des oberen Spiegels dar. Es repräsentiren also die Linien $0\,b$ und $c\,d$ die Intensitäten des vom Zerlegungsspiegel reflectirten Lichtes für die Azimuthe 0 und $0\,c$. Man

übersieht in der Figur sehr deutlich, dass für die Azimuthe 90⁰ und 270⁰ die Intensität des reflectirten Lichtes Null, für 0⁰ und 180⁰ aber ein Maximum ist.

Um die Beschreibung des Apparates Fig. 408 zu vollenden, wollen wir nun auch noch den Ring betrachten, welcher in der Mitte der Stäbe über dem unteren Polarisationsspiegel angebracht ist. In demselben dreht sich ein zweiter, dessen Oeffnung mit einer Glasplatte verschlossen ist, auf welche man durchsichtige Gegenstände legen kann, deren Verhalten im polarisirten Lichte man untersuchen will. Der Rand dieses drehbaren Ringes ist etwas zugeschärft und mit einem Index versehen; auf dem äusseren Ringe ist eine Kreistheilung angebracht, welche der oberen entspricht.

Fig. 410.

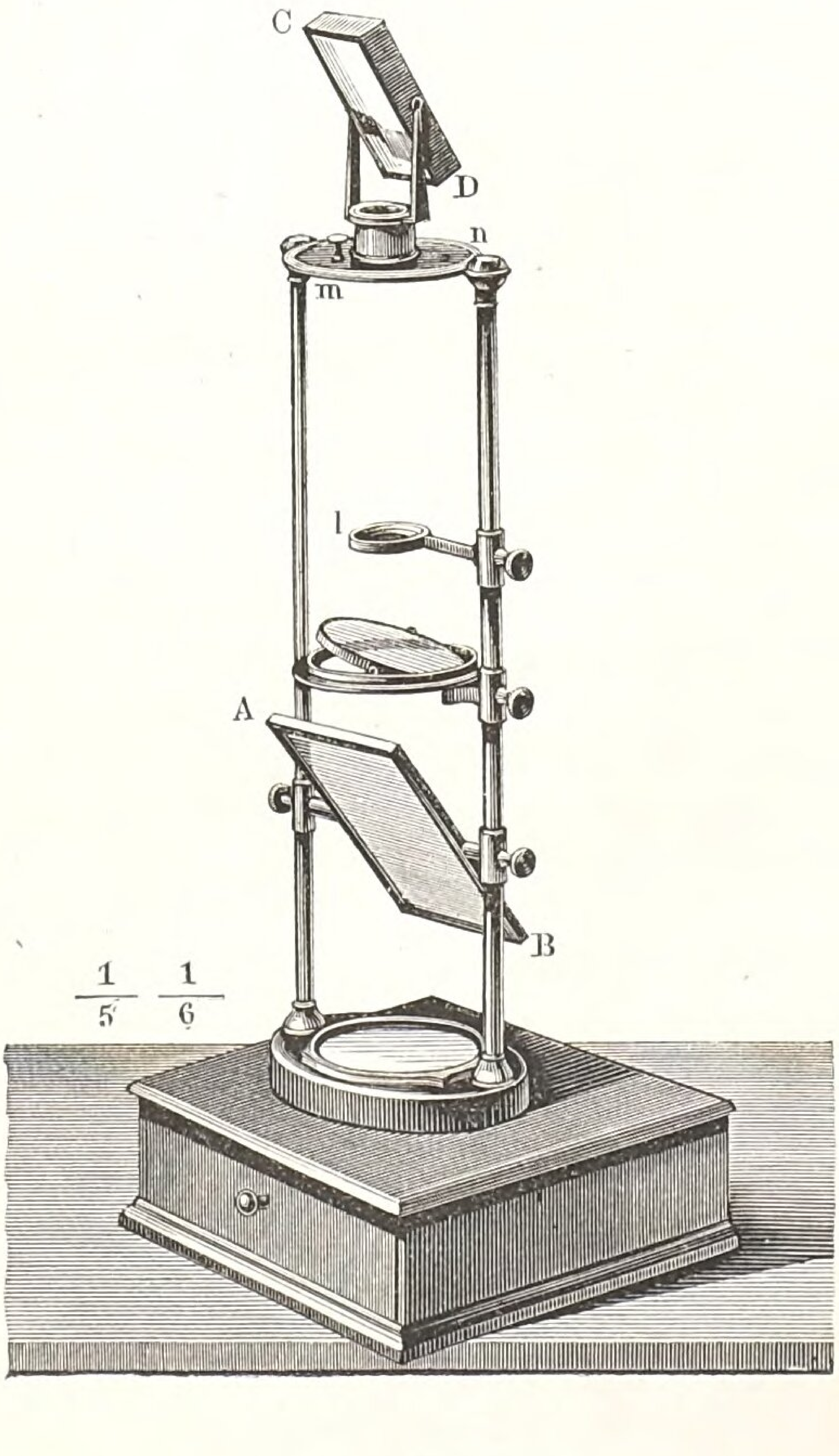


Fig. 410 stellt einen sorgfältig in Messing ausgeführten Nörrenberg'schen Polarisationsapparat dar, welcher wohl nach dem Vorhergehenden leicht zu verstehen ist. Der ganze Apparat ist auf einem Kästchen von Holz befestigt, welches mit einer Schieblade versehen ist, um darin verschiedene Requisiten aufbewahren zu können. Das mittlere Tischlein ist nicht allein um die verticale Axe des Apparates drehbar, sondern es kann auch gegen die Horizontale geneigt werden. Ueber dem Tischlein befindet sich eine Linse l, von deren Gebrauch erst später die Rede sein wird, welche aber, wenn sie nicht gebraucht wird, auf die Seite geschoben werden kann. Zwischen den beiden oberen Enden der Messingsäulen ist der am Rande eine Kreistheilung tragende Messingring mn befestigt; in ihm ist eine Messingscheibe drehbar, welche in der Mitte eine kurze Hülse zur Aufnahme der ver-

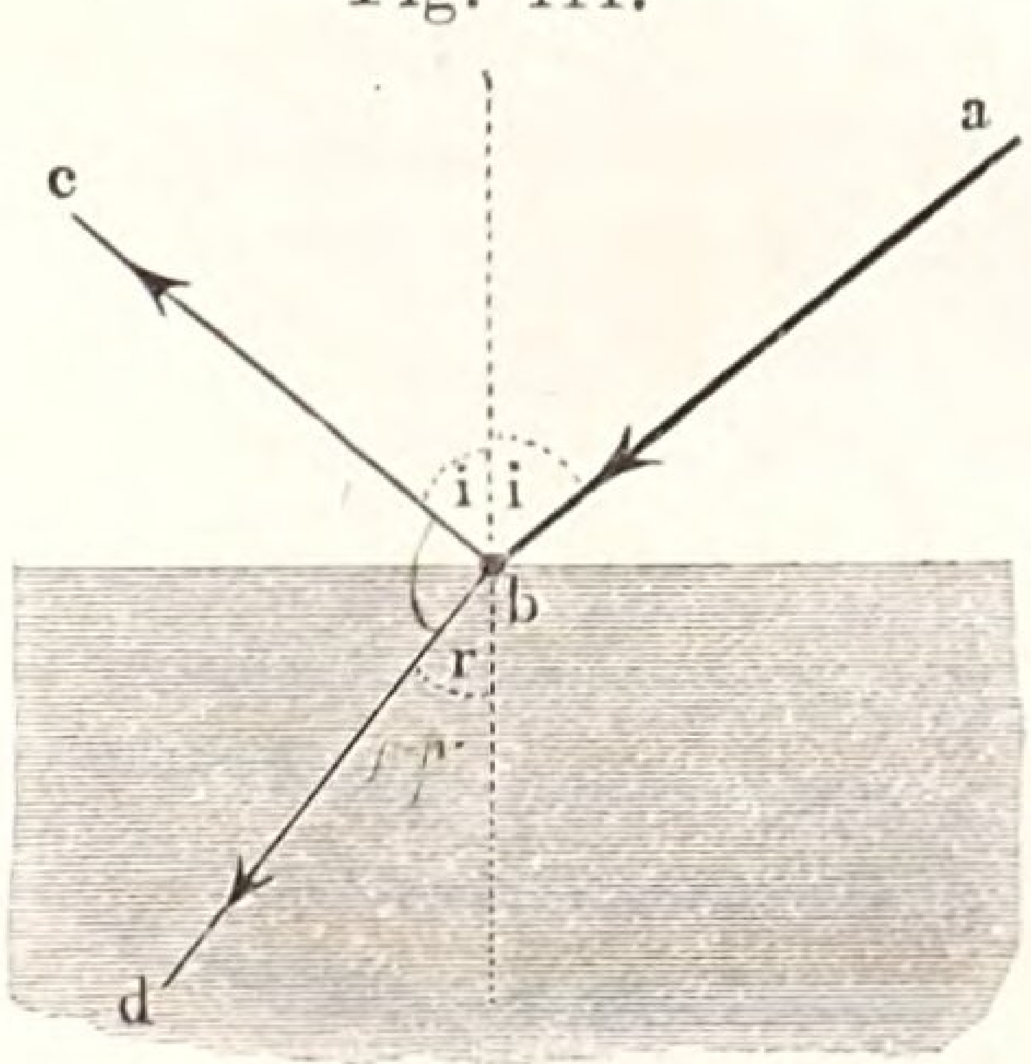
schiedenen Kopfapparate trägt, von denen noch weiter unten die Rede sein wird. Unsere Figur zeigt statt des auf gleiche Weise anzubringenden Zerlegungsspiegels eine Glasplattensäule CD, deren Einrichtung gleichfalls in einem der nächsten Paragraphen besprochen werden soll.

Der Polarisationswinkel. Giebt man, ohne sonst etwas an 133
dem Apparate zu ändern, dem unteren Spiegel eine andere Stellung gegen die einfallenden Strahlen, stellt man ihn z. B. so, dass er einen Winkel von 25^0 mit der Verticalen macht, so werden solche Strahlen zum oberen Spiegel des Apparates gelangen, die den unteren Polarisationsspiegel unter einem Einfallswinkel von 65^0 getroffen haben. Wiederholt man nun die oben beschriebenen Versuche, so findet man, dass das von dem oberen Spiegel zurückgeworfene Licht nie ganz Null wird. Wenn der obere Spiegel so gestellt ist, dass seine Reflexionsebene die des unteren kreuzt, so wird er in dieser Stellung freilich weniger Licht reflectiren, als in jeder anderen, doch wird immer noch ein namhafter Theil der von unten kommenden Strahlen reflectirt.

Jener Einfallswinkel, für welchen die Polarisation eine vollständige oder doch ein Maximum ist, wird der Polarisationswinkel genannt, derselbe ist für verschiedene Substanzen und auch für verschiedene Farben verschieden gross.

Man hatte schon für viele Körper durch Versuche den Polarisationswinkel bestimmt, als Brewster durch Vergleichung der Resultate zu dem merkwürdigen Gesetze geführt wurde, dass der Polarisationswinkel derjenige Einfallswinkel ist, für welchen der reflectirte Strahl auf dem gebrochenen rechtwinklig steht. Wenn also in Fig. 411 ab der unter dem Polarisationswinkel einfallende Strahl ist, so wird der reflectirte Strahl bc mit dem gebrochenen bd einen rechten Winkel machen; für jeden anderen Einfallswinkel steht der reflectirte Strahl nicht mehr rechtwinklig auf dem gebrochenen, alsdann ist aber der reflectirte Strahl auch nicht mehr vollständig polarisirt.

Fig. 411.



Wenn der Winkel dbc, Fig. 411, gleich 90^0 ist, so ist auch $i + r = 90^0$, folglich ist auch $\sin r = \cos i$. Setzen wir nun diesen Werth von $\sin r$ in die Gleichung

$$\sin i = n \sin r,$$

so kommt

$$\tang i = n.$$

Der Polarisationswinkel ist also derjenige Einfallswinkel, dessen trigonometrische Tangente gleich ist dem Brechungsquotienten der reflectirenden Substanz.

Da der Brechungsquotient der verschiedenfarbigen Strahlen nicht derselbe ist, so ist klar, dass selbst für eine und dieselbe Substanz der Polarisationswinkel nicht für die Strahlen aller Farben derselbe sein kann. Es erklärt sich daraus ganz einfach, warum ein Strahl weissen Lichtes durch Reflexion niemals vollständig polarisirt sein kann.

Die richtige Stellung der Spiegel im Polarisationsapparate mittelt man am besten durch den Versuch aus; man stellt beide Spiegel ungefähr in die richtige Neigung gegen die Verticale, kreuzt ihre Reflexionsebenen und corrigirt alsdann zuerst die Neigung des unteren Spiegels, indem man seine Neigung allmälig ändert und ihn in der Lage feststellt, für welche das oben reflectirte Licht im Minimum ist. Ist dies geschehen, so corrigirt man auf dieselbe Weise die Neigung des oberen Spiegels.

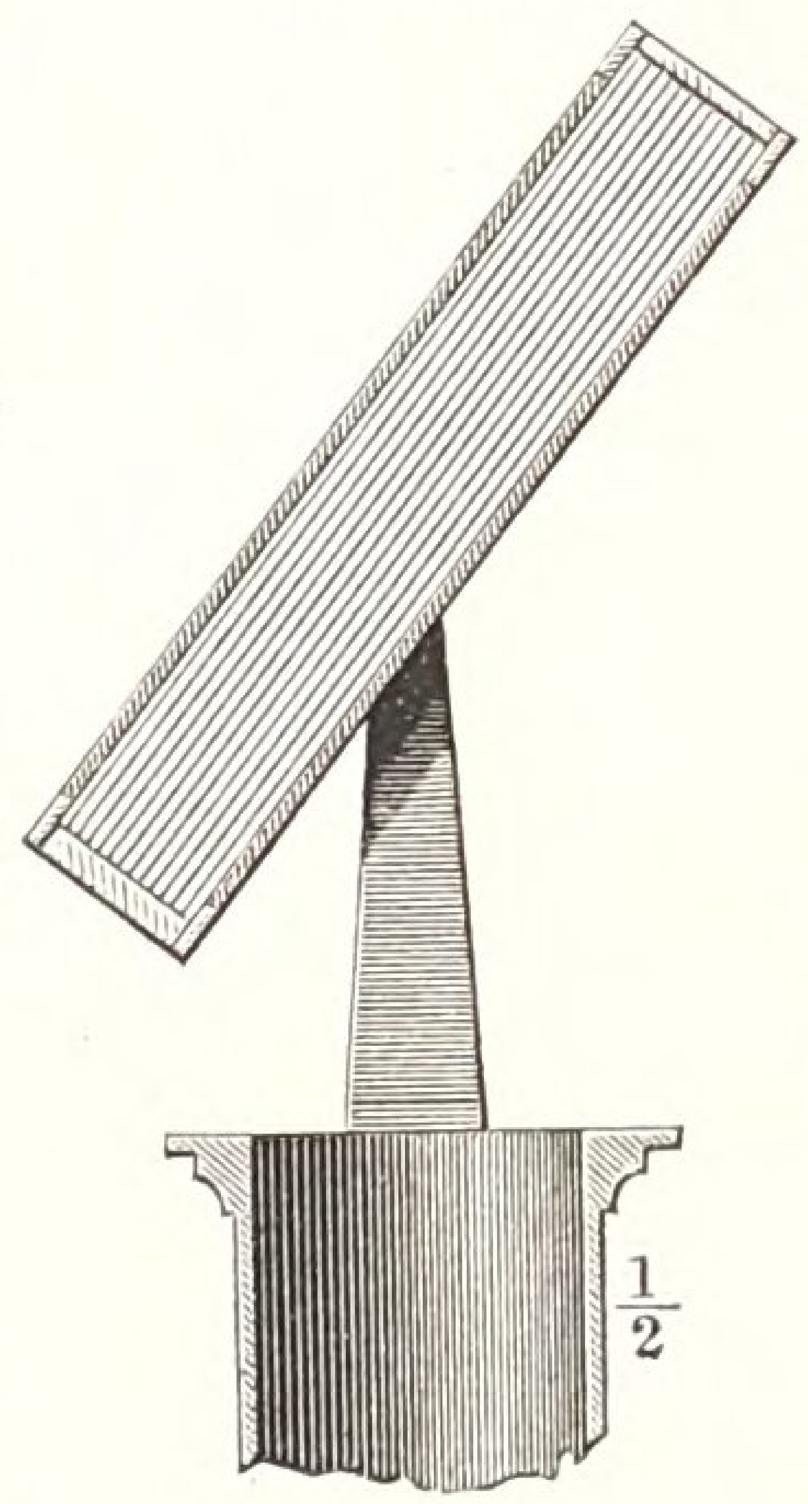
Bei genauer Untersuchung findet man, dass das von einer Wasserfläche, von einem Schieferdache, von einem polirten Tische etc. reflectirte Licht mehr oder weniger polarisirt ist, ja fast alle spiegelnden Oberflächen können unter Umständen als Polarisationsspiegel dienen. Nur die metallischen Oberflächen machen hiervon eine Ausnahme.

134 **Polarisation durch gewöhnliche Brechung.** Wenn Lichtstrahlen unter einem Einfallswinkel von 55^0 auf eine durchsichtige Glastafel fallen, so werden sie zum Theil reflectirt und durch diese Reflexion polarisirt, zum Theil aber gehen sie auch durch die Glastafel hindurch. Die hindurchgegangenen Strahlen zeigen nun ebenfalls Spuren von Polarisation, und zwar steht ihre Polarisationsebene rechtwinklig auf der Polarisationsebene der an der Vorderfläche reflectirten Strahlen. Lässt man die durchgegangenen Strahlen, deren Polarisation, wie gesagt, sehr schwach ist, auf eine zweite, der ersteren parallele Glastafel fallen, so sind sie nach ihrem Durchgange durch diese zweite Glasplatte schon vollständiger polarisirt. Durch eine dritte, vierte, fünfte Glasplatte wird die Polarisation immer vollständiger; durch acht bis zehn Glasplatten erhalten die durchgegangenen Strahlen schon eine ziemlich vollständige Polarisation.

Ein solches System von Glasplatten kann recht gut statt des Zerlegungsspiegels als Zerleger oder Analyseur des Polarisationsapparates gebraucht werden. Der Polarisationsapparat, Fig. 410 auf Seite 488, ist mit einer solchen Glasplattensäule versehen dargestellt. Fig. 412 stellt in $^1/_2$ der natürlichen Grösse eine solche Glasplattensäule im Durchschnitte dar. Die Glasplatten sind in ein Rähmchen von Holz oder Messing gefasst, und dieses wird von zwei Messingpfeilern getragen.

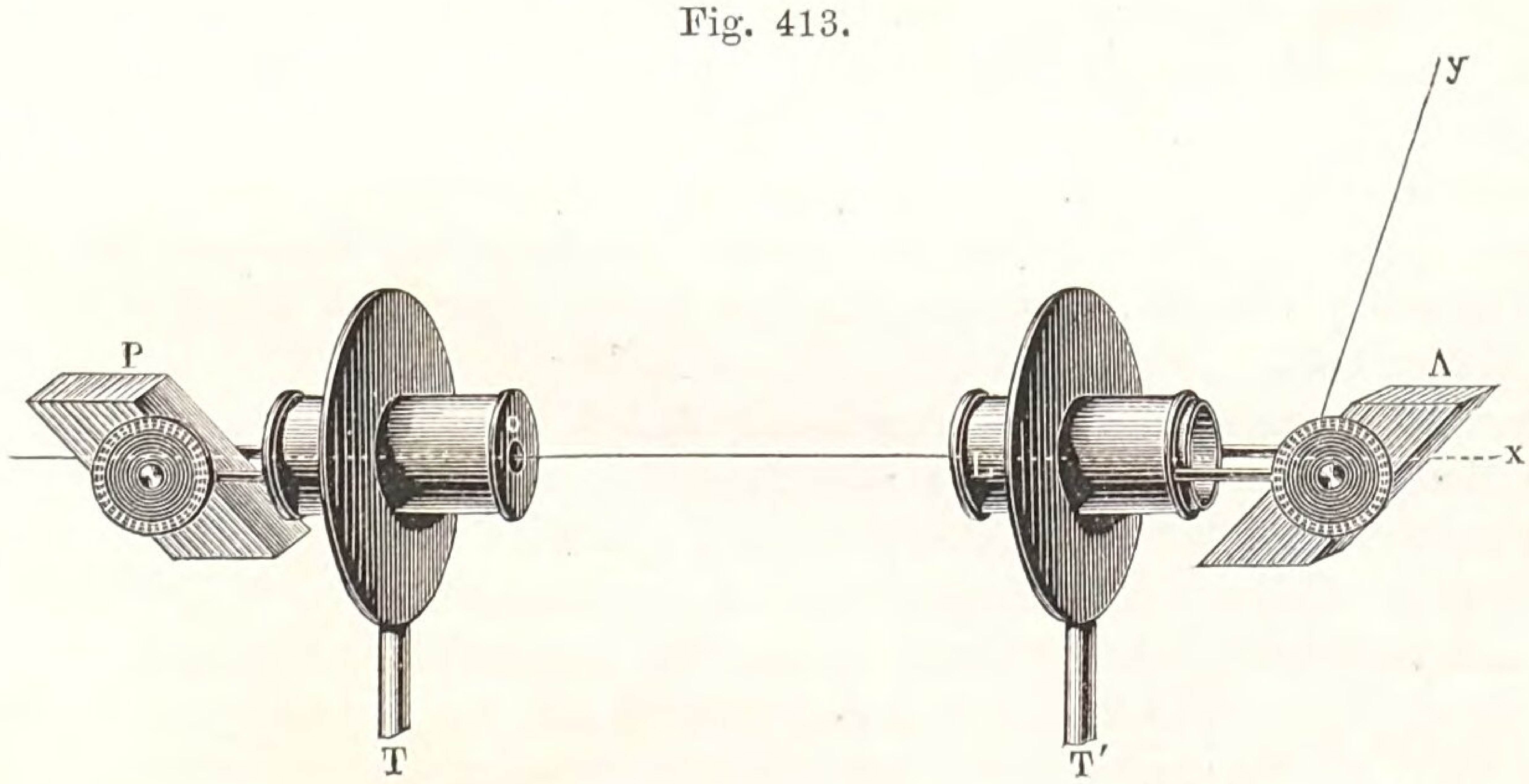
Wenn man die Säule von Glasplatten statt des Zerlegungsspiegels auf den Apparat aufgesetzt hat, so wird beim Durchsehen durch die Glasplatten das Gesichtsfeld dunkel erscheinen, wenn die Platten dieser Säule mit dem Polarisationsspiegel AB parallel stehen, also ungefähr bei der in Fig. 410, Seite 488 dargestellten Lage, für welche die unterste Platte der Säule die von unten kommenden Strahlen reflectirt. Macht dagegen die Reflexionsebene der Glasplattensäule einen rechten Winkel mit der Reflexionsebene des Polarisationsspiegels AB, so ist beim Hindurchsehen durch die Glasplattensäule das Gesichtsfeld hell.

Fig. 412.



Einen aus zwei Glasplattensäulen bestehenden Polarisationsapparat zu objectiver Darstellung der Erscheinungen zeigt Fig. 413. Vor die mit Beleuchtungslinse versehene Laterne kommt zunächst der Träger T zu stehen, der als Polariseur den Glasplattensatz P und ein Diaphragma mit runder Oeffnung o trägt. Das dort austretende polarisirte Strahlenbündel fällt auf eine Convexlinse L und auf den als Analyseur wirkenden

Fig. 413.



Glasplattensatz A. Man erhält dann in der Richtung x das durchgegangene, in der Richtung y das reflectirte Strahlenbündel, welche auf einem verticalen Schirme und auf dem Plafond zugleich ein deutliches Bild der Oeffnung o entwerfen, wenn man die Abstände der Linse L von o einerseits und den Auffangflächen andererseits passend geregelt hat. Es lässt sich dann zeigen, dass mit einem Lichtmaximum des reflectirten

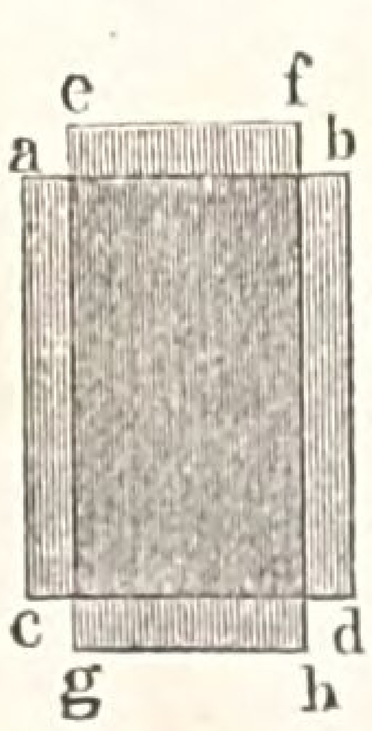
Bildes ein Lichtminimum des durchgelassenen und umgekehrt zusammentrifft.

135 **Polarisation durch Turmalinplatten.** Nimmt man von dem Apparat Fig. 410 den Zerleger weg und lässt man statt auf diesen die polarisirten Strahlen auf eine horizontal gehaltene Turmalinplatte fallen, deren Oberflächen der krystallographischen Hauptaxe dieses Minerals parallel sind, so gewahrt man an dem durch die Platte hindurchgegangenen Lichte ganz dieselben Erscheinungen wie diejenigen, welche man an dem vom Zerlegungsspiegel reflectirten Lichte beobachtete. Hat die Platte eine solche Stellung, dass ihre krystallographische Hauptaxe rechtwinklig auf der Polarisationsebene der einfallenden Strahlen steht, so lässt sie die Strahlen so vollständig hindurch, als es die Färbung des Minerals erlaubt. Macht aber die Axe der Platte einen anderen Winkel mit der Polarisationsebene der einfallenden Strahlen, so ist das durchgehende Licht um so schwächer, je kleiner dieser Winkel wird. Fällt die Axe der Platte in die Polarisationsebene der einfallenden Strahlen, so ist die Intensität des durchgegangenen Lichtes ein Minimum, und falls die Platte dick genug ist, vollständig Null. Die Lage des Krystalls, bei welcher seine Axe mit der Polarisationsebene der einfallenden Strahlen einen rechten Winkel bildet, entspricht dem Falle, dass der obere Spiegel dem unteren parallel ist, die zuletzt erwähnte Stellung des Krystalls aber dem Falle der gekreuzten Spiegel.

Wenn eine solche Turmalinplatte in eine Fassung gebracht ist, welche ebenso wie die, welche die Säule von Glasplatten enthält, auf dem oberen Ringe des Polarisationsapparates drehbar ist, so kann die Turmalinplatte ebenso gut wie der Zerlegungsspiegel als Kopf oder Analyseur des Apparates dienen, und man kann dieselben Versuche mit der Turmalinplatte anstellen, wie mit dem Zerlegungsspiegel oder der Glasplattensäule.

Aus den erwähnten Versuchen lässt sich schliessen, dass, wenn gewöhnliches Licht auf eine solche Turmalinplatte fällt, es nach seinem Durchgange durch die Platte polarisirt sein wird. Legt man demnach zwei parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatten so auf einander, dass ihre Axen parallel sind, so werden sie einfallendes gewöhnliches Licht ebenso gut durchlassen wie eine Platte, welche so dick ist, wie beide zusammengenommen, wie Fig. 414 andeutet, wo *abcd* die eine und *efgh* die andere Platte bezeichnet. Die Schraffirung soll den krystallographischen Axen parallel sein. Dreht man aber die eine Platte in ihrer Ebene herum, ohne die Lage der zweiten zu ändern, so wird das durchgelassene Licht schwächer und schwächer, bis es endlich ganz verschwindet, wenn die Axen beider Platten einen rechten Winkel mit einander machen, wie dies Fig. 415

Fig. 414.



versinnlicht. Zwei solcher Platten bilden also einen kleinen Polarisationsapparat.

Um zwei solcher Platten bequem gebrauchen zu können, werden sie nach Nörrenberg's Angabe auf folgende Weise gefasst. Ein Messingdraht ist, wie Fig. 416 zeigt, in die Form einer Zange gebogen. Die beiden Enden des Drahtes bilden Ringe; in jedem dieser Ringe ist eine Hülse drehbar, in welche eine Turmalinplatte gefasst ist. Wenn nicht durch den Druck der Hand oder durch irgend einen Gegenstand, welchen man zwischen beide Hülsen legt, diese auseinandergehalten werden, so werden die einander gegenüberstehenden Flächen der Hülsen durch die Federkraft des Drahtes sanft an einander gedrückt, so dass, wenn man einen im polarisirten Lichte zu untersuchenden in Kork gefassten Krystall zwischen beide Hülsen legt, er durch den schwachen Druck hinlänglich festgehalten wird, und man die ganze Vorrichtung in jeder beliebigen Lage vor das Auge bringen kann, ohne dass der Krystall herausfällt.

Fig. 415.

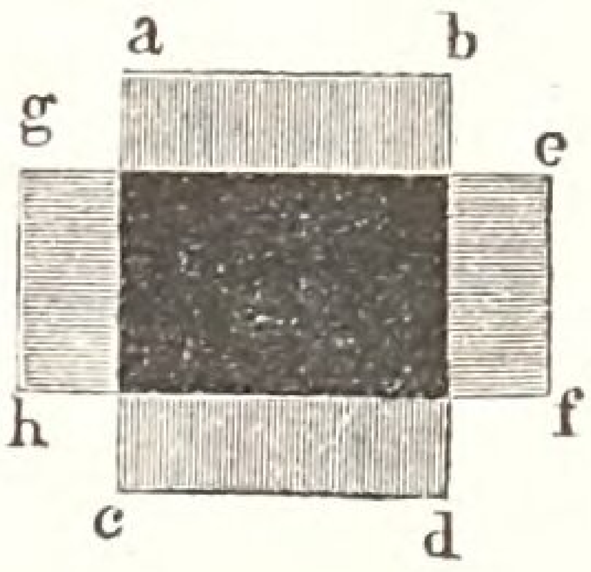
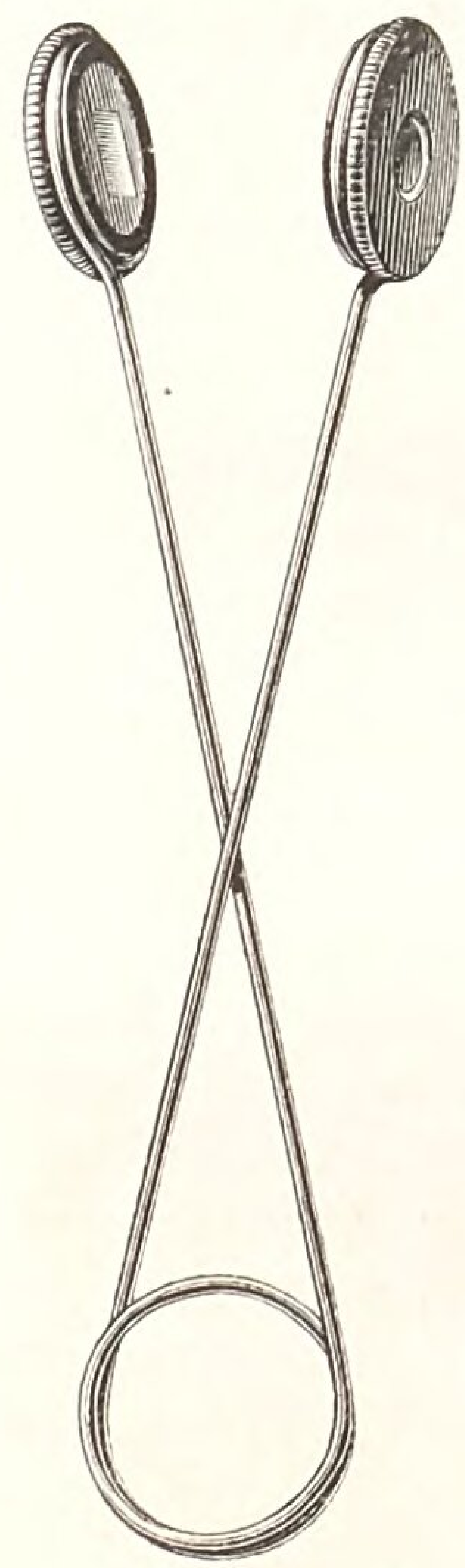


Fig. 416.



Man findet den Turmalin in den verschiedenartigsten Farben. Häufig kommen Turmalinkrystalle vor, welche dem äusseren Ansehen nach ganz schwarz sind, und die nur in ganz dünne Blättchen geschnitten durchsichtig werden. Ganz dünne Blättchen von dieser Art polarisiren zwar das Licht sehr vollständig; es ist aber sehr schwer, aus Krystallen dieser Art Platten zu schleifen, welche dünn genug sind, besonders deshalb, weil sie im Inneren voller kleiner Risse und Sprünge sind, welche veranlassen, dass der Krystall sich bröckelt, sobald er nur einigermaassen dünn geschliffen wird. Sehr geeignet für den optischen Gebrauch sind die durchsichtigen, braunen und röthlichbraunen Turmaline, wenn sie hinlänglich gross sind, um aus ihnen Platten von 30 bis 50 □ mm Oberfläche machen zu können; denn wenn die Platten noch kleiner sind, so ist das Gesichtsfeld, welches man durch sie bequem übersehen kann, zu klein. Am häufigsten werden die dunkelgrünen zu optischen Zwecken gebraucht; man kann sie am leichtesten in hinlänglicher Grösse erhalten, und eine Platte von 1 mm Dicke polarisirt das Licht vollkommen genug. Je heller die Farbe der Turmaline ist, desto unvollständiger polarisiren sie das Licht und desto

dicker muss man die Platten nehmen, wenn man vollständige Polarisation erhalten will. Die bläulichen polarisiren am schlechtesten und sind deshalb am wenigsten zu empfehlen.

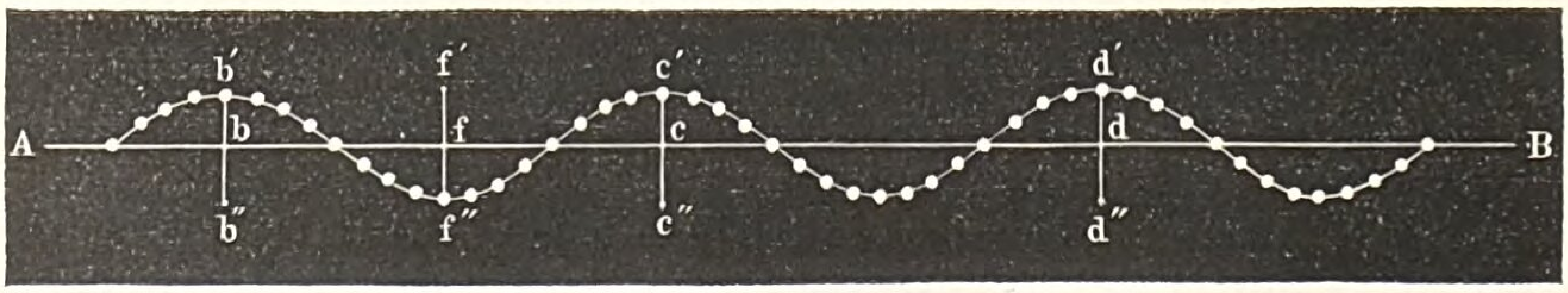
Eine sehr sinnreiche Anwendung hat Arago von den Turmalinplatten gemacht, um Gegenstände zu betrachten, welche in der Tiefe sehr durchsichtiger Gewässer liegen und deren Sichtbarkeit gewöhnlich durch den Glanz der Wasseroberfläche beeinträchtigt wird. Da das von der Wasseroberfläche reflectirte Licht polarisirt ist, so kann man diesen Glanz verschwinden machen, wenn man durch eine in die richtige Lage gehaltene Turmalinplatte schaut.

Um diesen Versuch im Zimmer nachzuahmen, lege man vor das Fenster auf einen Tisch ein beschriebenes Papier und darüber eine Glasplatte. Tritt man nun einige Schritte weit zurück, so kann man die Schrift nicht mehr lesen, weil man durch das von der Glasplatte reflectirte Licht geblendet wird. Hält man nun eine Turmalinplatte vor das Auge, so findet man beim Drehen derselben bald eine Lage, bei welcher die Schrift gelesen werden kann, weil das von der Glasplatte reflectirte Licht viel mehr geschwächt wird, als das von ihr durchgelassene.

136 Erklärung der Polarisation durch die Vibrationstheorie.

Durch die Polarisationserscheinungen lässt sich am einfachsten der Beweis liefern, dass die Vibrationen, welche einen Lichtstrahl fortpflanzen, rechtwinklig zu seiner Richtung sind. Nehmen wir an, dass ein Lichtstrahl rechtwinklig zur Ebene der beiden Turmalinplatten, Fig. 414, durch dieselben gehe, deren Axen einander parallel sind, so wäre kein Grund vorhanden, warum der Strahl nicht ebenso gut durch die gekreuzten Platten hindurchgehen sollte, wenn die Schwingungen, welche ihn fortpflanzen, in der Richtung des Strahles selbst stattfänden. Das Verschwinden des Lichtes bei gekreuzten Platten lässt sich nur durch die Annahme erklären, dass die Schwingungen, welche den Lichtstrahl fortpflanzen, rechtwinklig zu seiner Richtung sind, und dass ferner ein Lichtstrahl polarisirt ist, wenn seine Schwingungen stets in einer und derselben Ebene stattfinden. Alle Schwingungen des Strahles z. B., dessen Ausweichungscurve Fig. 417 dargestellt

Fig. 417.



ist, finden in der Ebene des Papiers statt; dieser Strahl ist also ein (geradlinig) polarisirter Strahl.

In einem gewöhnlichen Lichtstrahle bleiben die Vibrationen nicht immer in derselben Ebene, sondern sie variiren nach allen möglichen, auf die Richtung des Strahls rechtwinkligen Richtungen.

Die Ebene, in welcher alle Schwingungen eines polarisirten Strahls stattfinden, heisst die Vibrations- oder Schwingungsebene desselben. Nach der Annahme Fresnel's, welcher die Mehrzahl der Physiker (Nörrenberg, Haidinger, Angström, Stokes, Eisenlohr, Lorenz, Mascart, Lallemand, Cauchy) folgte, ist die Schwingungsebene eines Strahls, welcher durch eine Turmalinplatte polarisirt worden ist, der krystallographischen Hauptaxe der Turmalinplatte parallel, also senkrecht auf der Polarisationsebene. Nach der Annahme Neumann's, welcher auch Babinet, Holtzmann, Jamin und Quincke sich anschlossen, ist die Schwingungsebene zusammenfallend mit der Polarisationsebene.

Eine endgiltige Entscheidung zwischen diesen Annahmen ist bisher nicht erfolgt. Die erstere Fresnel'sche Annahme wird nach Nörrenberg durch folgende Ueberlegung gestützt:

Wenn man durch eine parallel mit der Axe geschliffene Turmalinplatte nach einer weissen Wand oder einer weissen Wolke gerade hindurchschaut, wie dies in Fig. 418 dargestellt ist, wo $abcd$ die Turmalinplatte, fg die Richtung ihrer krystallographischen Hauptaxe und no die Richtung der durch die Platte ins Auge gelangenden Strahlen darstellt, so hat das Gesichtsfeld eine bestimmte Helligkeit, welche fast ungeändert bleibt, wenn man die Platte so gegen die Richtung der durchgehenden Strahlen neigt, dass die Richtung der krystallographischen Hauptaxe der Platte die Umdrehungsaxe bildet, wie es in Fig. 418 angedeutet ist.

Neigt man aber die Platte so gegen die Richtung der durchgehenden Strahlen, dass dabei die Umdrehungsaxe hi rechtwinklig zur Krystallaxe steht, wie in Fig. 419 angedeutet ist, so wird das Gesichtsfeld sogleich bedeutend dunkler.

Wenn nun eine Aenderung in der Helligkeit der Platte stattfindet, so kann diese nur davon herrühren, dass die Vibrationsrichtung der

Fig. 418.

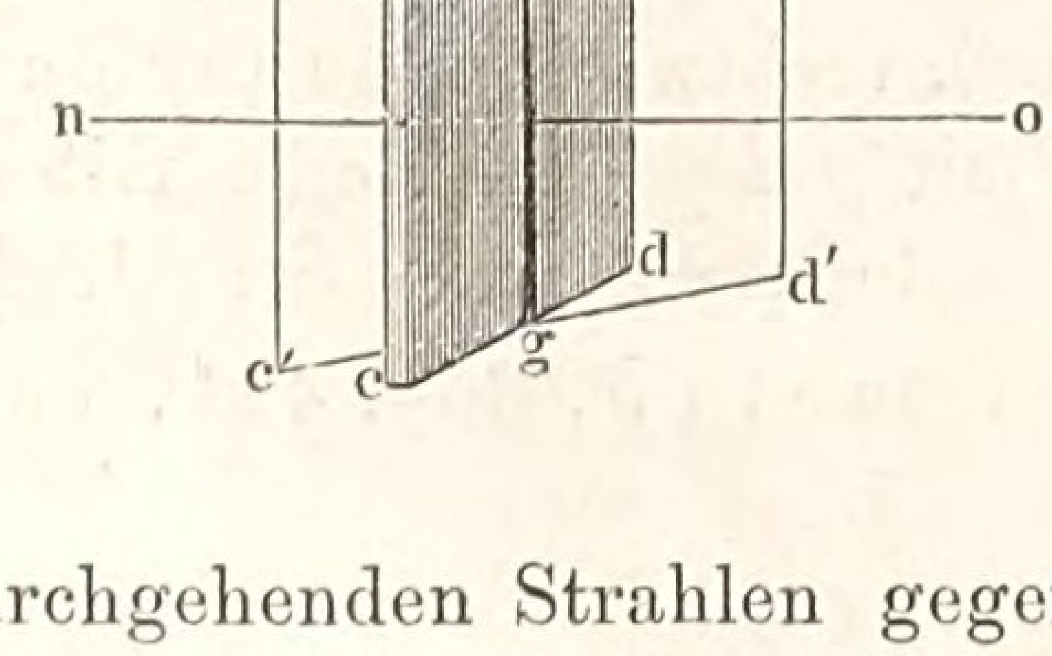
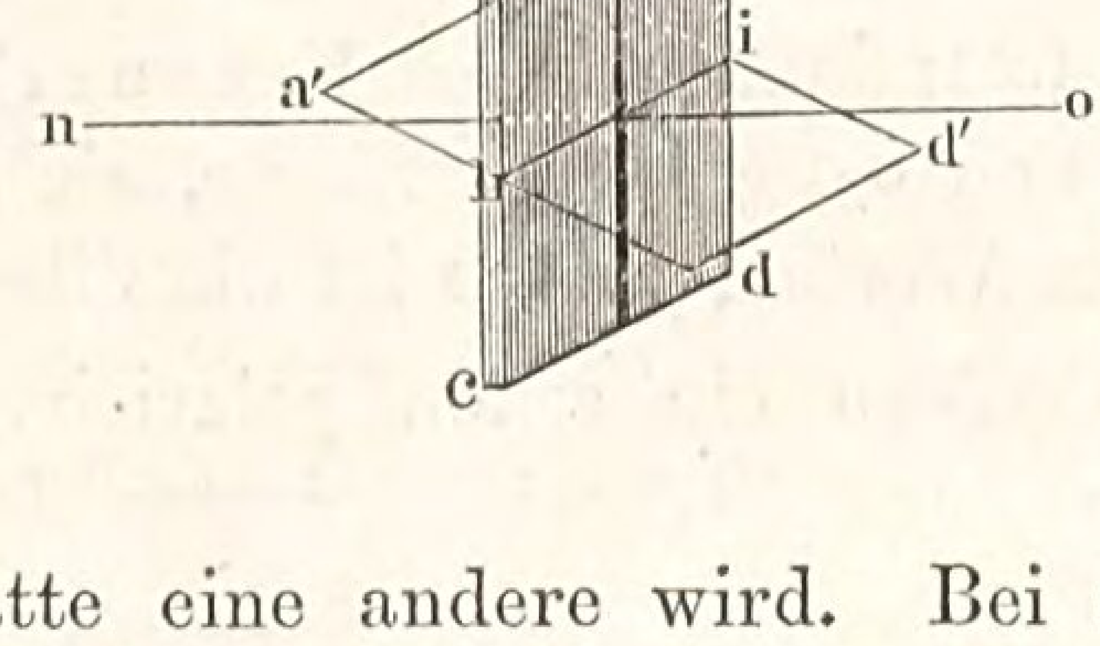


Fig. 419.



durchgehenden Strahlen gegen die Platte eine andere wird. Bei dem Fig. 418 dargestellten Versuche findet keine Aenderung in der Helligkeit statt, folglich ist die Richtung der Schwingungen, welche den Licht-

strahl in der Richtung *n o* fortpflanzen, gegen die Platte ganz dieselbe, es mag die Platte die Stellung *a b c d* oder die Stellung *a' b' c' d'* haben; daher kann nur *f g* die fragliche Vibrationsrichtung sein, welche demnach in der That mit der Richtung der krystallographischen Hauptaxe zusammenfällt.

Es soll dies noch durch Fig. 420 anschaulich gemacht werden, wo *a b c d* eine Turmalinplatte darstellt, deren krystallographische Axe die Richtung *f g* hat. *f g h i* ist die Schwingungsebene eines in der Richtung *R S* durch die Platte hindurchgegangenen Strahles.

An geschliffenen und polirten Turmalinplatten lässt sich die Richtung der Axe oft durch feine Sprüngchen erkennen, welche die Platten sehr häufig zeigen. Die Richtung dieser Sprünge, welche die Richtung einer unvollkommenen Spaltbarkeit bezeichnen, ist rechtwinklig zur Krystallaxe.

Wenn man eine Turmalinplatte als Kopf des Polarisationsapparates anwendet, so ist das Gesichtsfeld dunkel, wenn die Krystallaxe der Platte mit der Reflexionsebene des Polarisationsspiegels zusammenfällt; daraus folgt, dass die Vibrationsebene eines durch Reflexion polarisirten Strahles rechtwinklig zur Reflexionsebene, also auch rechtwinklig zur Polarisationsebene ist. Wenn z. B. ein Lichtstrahl *a b*, Fig. 421, den Glasspiegel *R S* unter einem Einfallswinkel von 55°

Fig. 420.

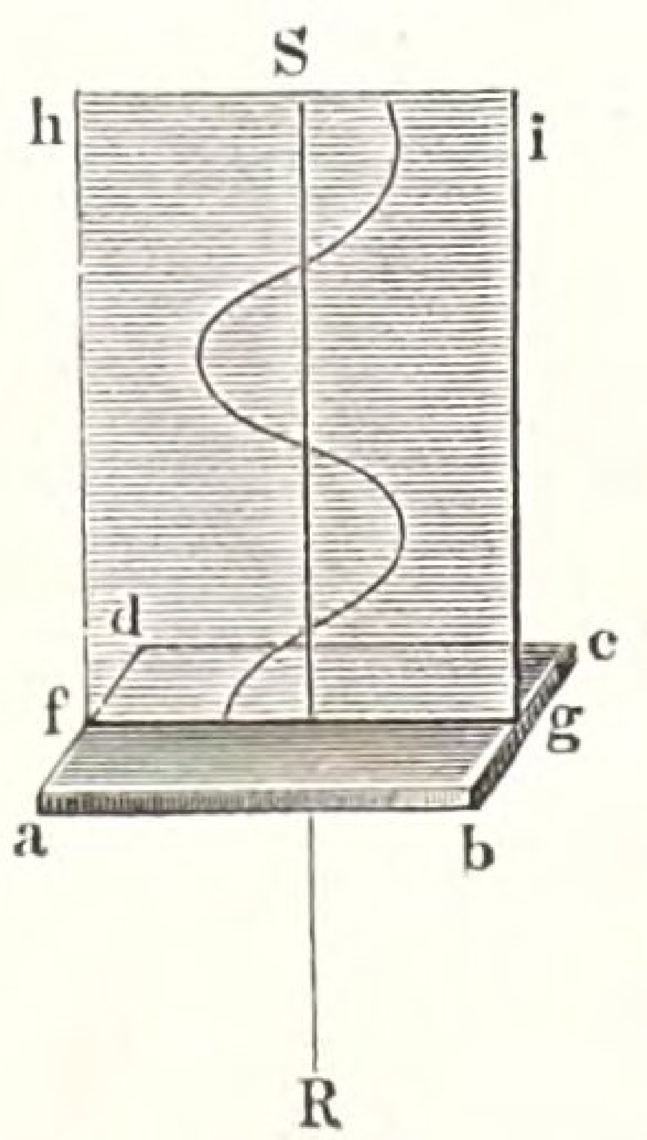
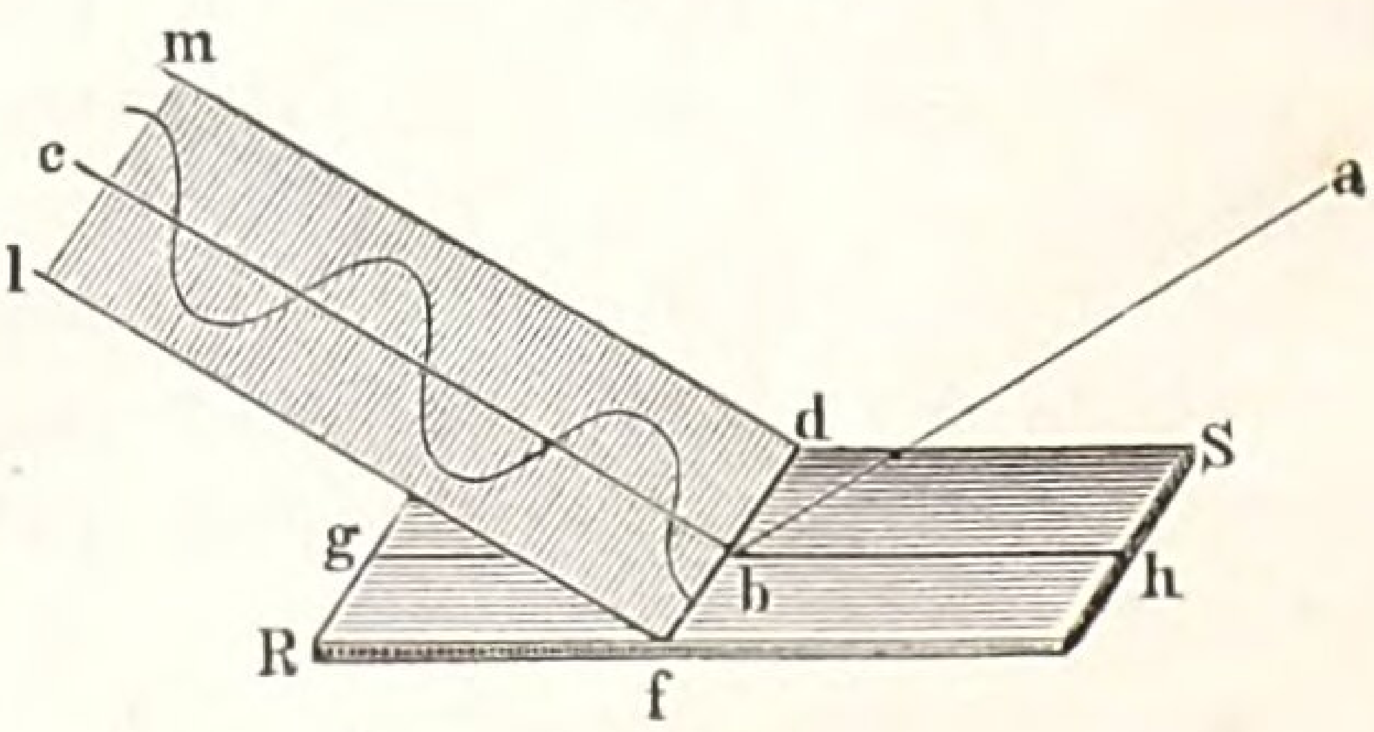


Fig. 421.



treffend von demselben in der Richtung *b c* reflectirt wird, so ist dieser reflectirte Strahl polarisirt und zwar sind die Aethervibrationen, welche ihn fortpflanzen (nach Fresnel's Annahme), rechtwinklig zu der durch *a b* und *b c* gelegten Ebene, sie sind also mit *f d* parallel, oder mit anderen Worten, *f d l m* ist die Vibrationsebene des polarisirten Strahles *b c*.

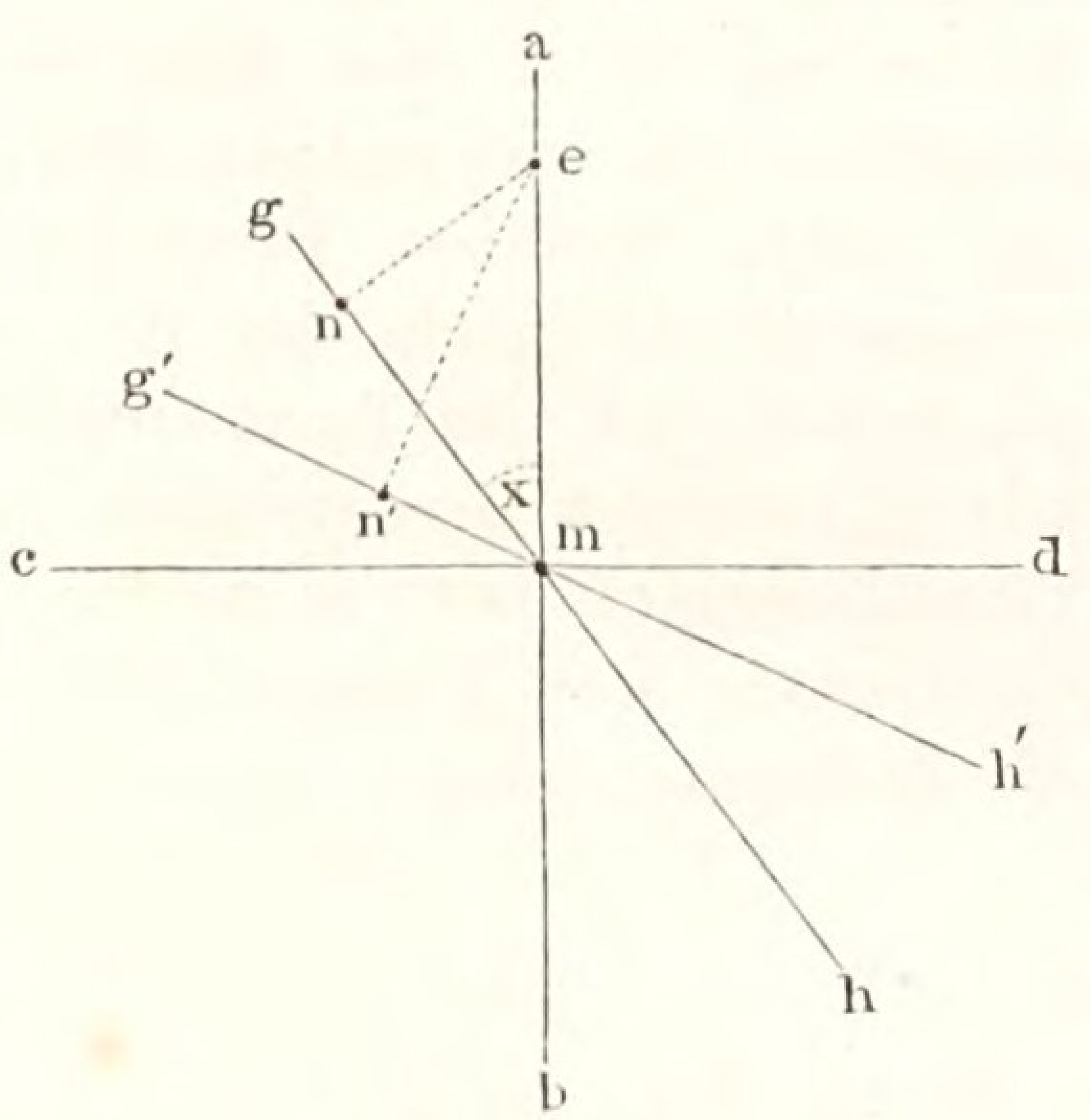
Wenn ein schon polarisirtes Strahlenbündel *c b*, Fig. 421, einen Glasspiegel *R S* trifft, dessen Ebene seinen Vibrationen parallel ist, so geht ein Theil dieses Strahlenbündels mit unveränderter Schwingungsrichtung durch den Spiegel hindurch, ein anderer Theil aber wird immer noch parallel mit *f d* schwingend in der Richtung *b a* reflectirt.

Wenn dagegen die Schwingungen eines unter dem Polarisationswinkel auf den Spiegel fallenden Strahlenbündels in der Einfallsebene liegen, wenn also z. B. die Schwingungen des Strahles *cb* in der Ebene *cba* vor sich gingen, so würde kein Theil dieses Strahlenbündels reflectirt, sondern es würde mit unveränderter Vibrationsebene durch die Glasplatte hindurchgehen.

Bezüglich der Einwürfe gegen Fresnel's Annahme sehe man Quincke (Pogg. Ann., Bd. 118). Wir wollen in Folgendem Fresnel's Annahme folgen, ohne deshalb dieselbe als ganz feststehend zu betrachten.

Fällt ein polarisirter, senkrecht zur Ebene des Papiers sich fortpflanzender Strahl, dessen Projection *m* und dessen Schwingungsebene *ab*, Fig. 422, sein mag, auf eine Turmalinplatte, deren Schwingungsebene ebenfalls *ab* ist, so wird der Strahl von der Turmalinplatte durchgelassen. Sieht man also durch eine Turmalinplatte nach dem Polarisationsspiegel eines Polarisationsapparates (d. h. mit anderen Worten, gebraucht man statt des Zerlegungsspiegels eine Turmalinplatte), so sieht man das Gesichtsfeld hell, wenn die krystallographische Hauptaxe der Platte auf der Reflexionsebene des unteren Spiegels rechtwinklig ist. Dreht man aber die Turmalinplatte, so wird das Gesichtsfeld dunkler und dunkler, bis es endlich ganz dunkel wird, wenn die Schwingungsebene des Turmalins mit der Reflexionsebene des unteren Spiegels zusammenfällt.

Fig. 422.



Diese Erscheinung ergiebt sich als nothwendige Folge der Theorie. Es sei *me* die Vibrationsamplitude des in der Ebene *ab* schwingenden auf die Turmalinplatte fallenden Strahls, welche wir mit A bezeichnen wollen. Wenn nun die Schwingungsebene *gh* der Turmalinplatte einen Winkel x mit der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen macht, so ist *mn* die Vibrationsamplitude, welche der einfallende Strahl in der Schwingungsebene der Turmalinplatte hervorruft. Bezeichnen wir *mn* mit A', so haben wir

$$A' = A \cos x,$$

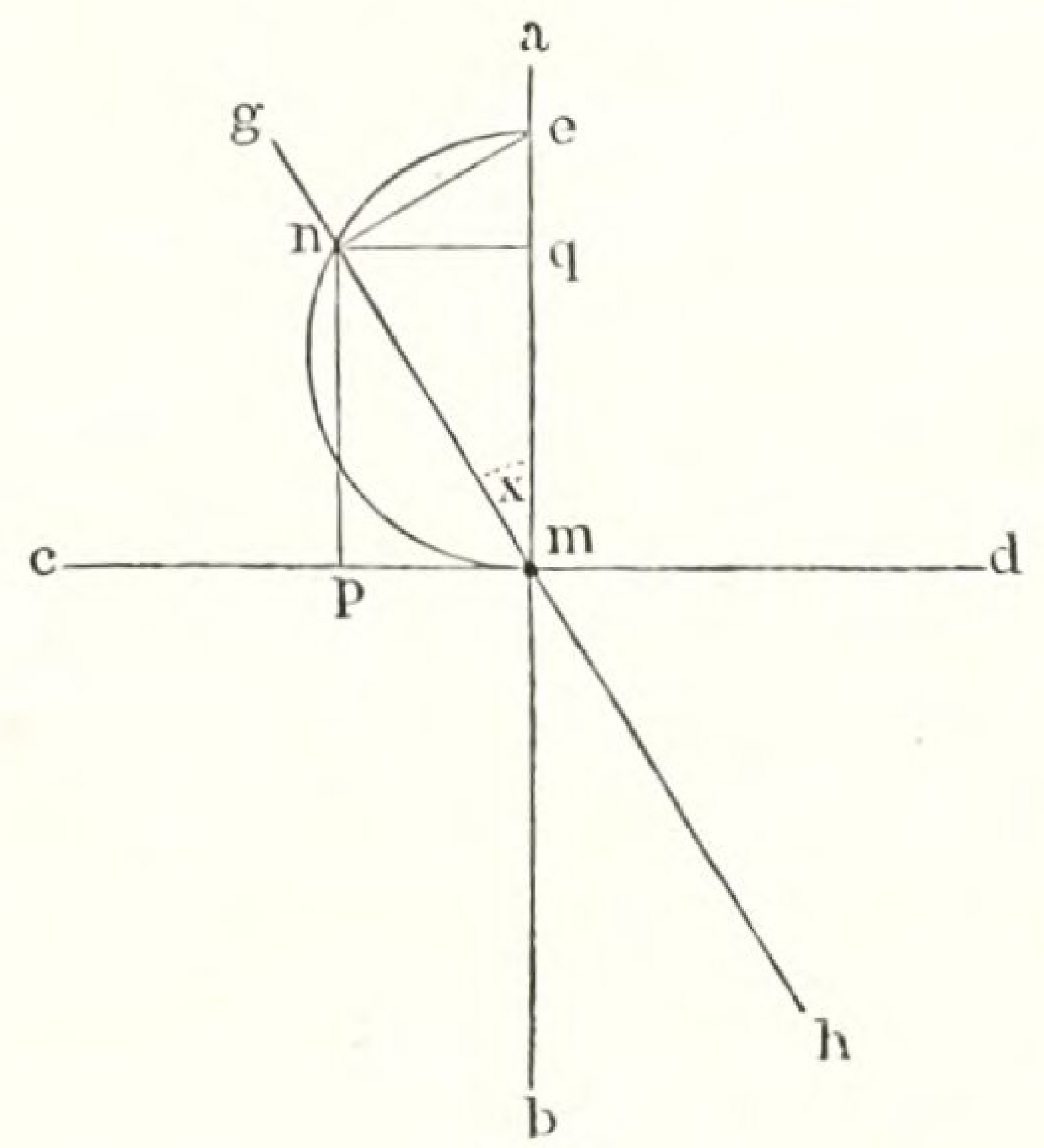
ein Werth, welcher gleich A wird für $x = 0$, welcher kleiner wird, wenn x wächst und welcher endlich Null wird für $x = 90^0$.

Den Amplituden A und $A \,.\, \cos x$ entsprechen die Lichtintensitäten A^2 und $A^2 \cos^2 x$, da diese Intensitäten den Quadraten der Amplitude proportional sind.

Dieselben Schlüsse gelten auch für den Zerlegungsspiegel des Polarisationsapparates, und man sieht demnach leicht ein, warum der obere Spiegel ein Maximum von Licht reflectirt, wenn beide Spiegel parallel, ein Minimum hingegen, wenn sie gekreuzt sind.

Nach diesen Betrachtungen kann man auch schliessen, welches die Erscheinungen sein werden, wenn man eine Turmalinplatte zwischen die gekreuzten Spiegel des Apparates bringt. Es sei ab, Fig. 423, die Schwingungsebene des unteren Spiegels, cd die des Zerlegers, gh die der zwischen beiden liegenden Turmalinplatte, welche einen Winkel x mit der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen macht. Es sei ferner $mc = A$ die Vibrationsamplitude des vom unteren Spiegel polarisirten Strahles. Diese Vibrationsamplitude nach der Schwingungsebene gh der Turmalinplatte zerlegt, erzeugt in derselben eine Vibrationsamplitude $mn = A' = A \cos x$ und diese wieder zerlegt nach der Schwingungsebene cd des Zerlegungsspiegels, erzeugt die Vibrationsamplitude

Fig. 423.



$$mp = A'' = mn \sin x = A' \sin x,$$

oder endlich, wenn man für A' seinen Werth setzt,

$$A'' = A \cos x \, . \, \sin x.$$

Dieser Werth von A'' wird 0 für $x = 0$ und für $x = 90^0$, das Gesichtsfeld bleibt also dunkel, wenn die Schwingungsebene der Turmalinplatte mit der Schwingungsebene des Polarisationsspiegels oder des Zerlegungsspiegels zusammenfällt. Dagegen wird der Werth von A'' ein Maximum, die Turmalinplatte erscheint zwischen den gekreuzten Spiegeln in grösster Helligkeit, wenn $x = 45^0$.

Die Richtigkeit der letzteren Behauptung ergiebt sich aus folgender Betrachtung.

Weil mne ein rechter Winkel sein soll, so muss der Punkt n, welches auch die Lage der Ebene gh sein mag, stets auf dem Umfange eines Halbkreises liegen, dessen Durchmesser me ist. Nun aber ist mp gleich nq, d. h. gleich dem Perpendikel, welches von der Spitze des rechten Winkels auf die gegenüberstehende Hypotenuse me gefällt wird. Das Perpendikel nq erreicht aber sein Maximum, wenn n um einen Viertelkreis von e absteht, denn in diesem Falle ist das Perpendikel dem

Radius des Kreises gleich. Wenn aber n um einen Viertelkreis von e absteht, so macht die Schwingungsebene gh einen Winkel von 45^0 mit der Schwingungsebene ab des einfallenden Strahles.

Die Polarisationserscheinungen durch Turmalinplatten sind als specieller Fall der Polarisationserscheinungen in doppelt brechenden Medien zu betrachten, zu welchen wir uns im folgenden Capitel wenden wollen.

Elftes Capitel.

Von der doppelten Brechung.

137 **Doppelte Brechung des Kalkspaths.** Wir haben bisher immer angenommen, dass beim Uebergange eines Lichtstrahls aus einem Mittel in ein anderes nur ein einziger gebrochener Strahl entstehen; viele Körper haben jedoch die merkwürdige Eigenschaft, den einfallenden Lichtstrahl in zwei gebrochene Strahlen zu spalten. Diese mit dem Namen der doppelten Brechung bezeichnete Eigenschaft wurde zuerst von Erasmus Bartholinus am isländischen Kalkspath entdeckt und in einem Werke beschrieben, welches unter dem Titel „*Experimenta Crystalli Islandici, disdiaclastici, quibus mira et insolita refractio detegitur*“ im Jahre 1669 zu Kopenhagen erschienen ist.

Alle diejenigen Körper, welche die erwähnte Eigenschaft besitzen, werden doppeltbrechende Körper genannt. Wir wollen zunächst die Erscheinungen der doppelten Brechung am Kalkspathe näher kennen lernen, weil sie an diesem Körper besonders leicht beobachtet werden können.

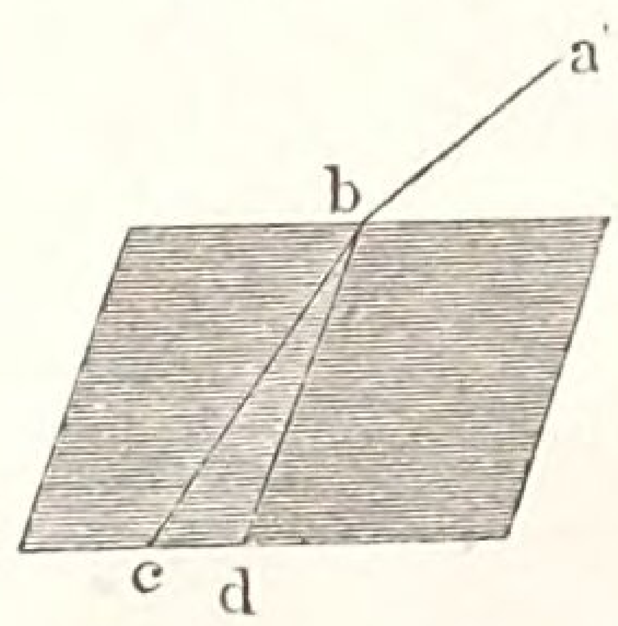
Der Kalkspath ist bekanntlich krystallisirter kohlensaurer Kalk; die zahlreichen Formen, unter welchen der Kalkspath vorkommt, gehören dem hexagonalen Krystallsysteme an und lassen sich sämmtlich von einer und derselben Grundform ableiten. Die Kalkspathkrystalle sind nach drei verschiedenen Richtungen sehr vollkommen spaltbar; und dadurch ist es möglich, aus denselben Rhomboëder durch Spaltung zu erhalten. Besonders schöne, grosse und durchsichtige Kalkspathkrystalle werden auf der Insel Island gefunden; der isländische Doppelspath wird deshalb auch vorzugsweise zu Versuchen über doppelte Brechung angewandt.

Wenn man ein durch Spaltungsflächen begränztes Kalkspathrhomboëder dicht vor das Auge hält und durch dasselbe einen dünnen Kör-

per, etwa eine Stecknadel, betrachtet, so erblickt man zwei deutlich getrennte Bilder; legt man das Rhomboëder auf ein Blatt weissen Papiers, auf welches man einen schwarzen Punkt gemacht hat, so sieht man den Punkt doppelt. Aus einer genauen Beobachtung dieser beiden Bilder, wie man sie durch ein Rhomboëder sieht, kann man die Gesetze der doppelten Brechung im Kalkspathe ableiten, wie dies auch Huyghens schon gethan hat.

Legt man auf die obere Fläche eines Kalkspathrhomboëders ein Kartenblatt, in welches mit Hülfe einer Stecknadel ein kleines Loch gestochen worden ist, lässt man dann durch diese kleine Oeffnung einen Sonnenstrahl ab, Fig. 424, auf den Krystall fallen, so wird man auf einem Papierblatte, mit welchem man die der Eintrittsfläche gegenüber liegende Fläche des Rhomboëders bedeckt, zwei helle Punkte, nämlich einen bei c und einen bei d, erblicken; es sind also von der Oeffnung b aus zwei ganz getrennte Strahlen durch den Krystall hindurchgegangen, welche die Austrittsfläche in den Punkten c und d treffen; der Lichtstrahl ab wird also bei seinem Eintritte in den Kalkspathkrystall in zwei Strahlen gespalten, welche, verschiedenen Brechungsgesetzen folgend, den Krystall in verschiedenen Richtungen durchlaufen; der eine Strahl ist stärker von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt als der andere.

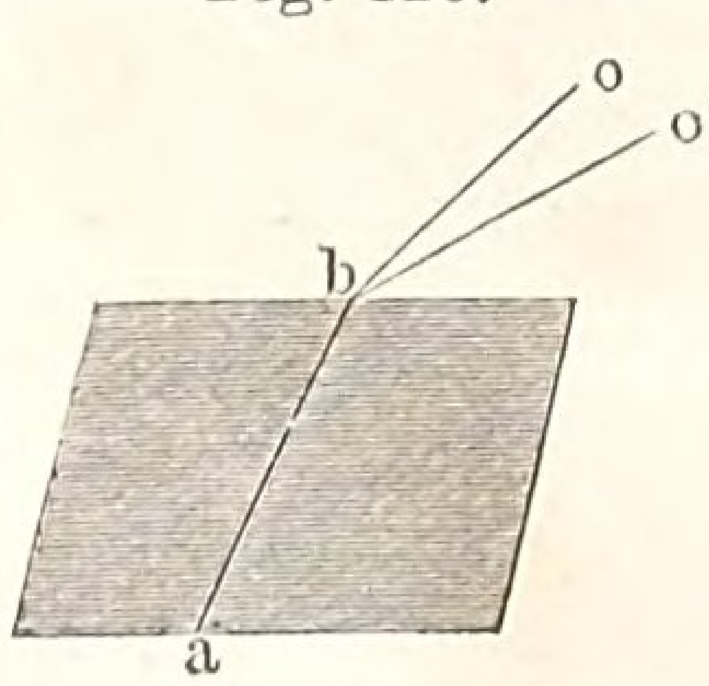
Fig. 424.



Nach der Vibrationstheorie muss man annehmen, dass sich die Lichtwellen in einem stärker brechenden Mittel langsamer fortpflanzen; die ungleiche Ablenkung, welche die beiden Strahlen bc und bd erleiden, hängt also auch mit einer ungleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit zusammen, der stärker gebrochene Strahl bd pflanzt sich mit geringerer Geschwindigkeit durch den Krystall fort als der andere, oder, mit anderen Worten, für den stärker gebrochenen Strahl bd ist die Wellenlänge kürzer als für den Strahl bc.

Obiger Versuch lehrt uns also zwei verschiedene Strahlenarten kennen, welche den Kalkspath mit ungleicher Geschwindigkeit durchlaufen; dass aber auch in einer und derselben Richtung zwei verschiedene Strahlen sich mit ungleicher Geschwindigkeit durch den Krystall fortpflanzen können, geht aus folgendem Versuche hervor. Man lege ein Kalkspathrhomboëder auf ein Blatt weissen Papiers, auf welches man einen schwarzen Punkt gemacht hat; wenn man nun auf die obere Fläche des Rhomboëders ein Stückchen Papier mit einer kleinen Oeffnung b, Fig. 425, legt, so sieht man in der Oeffnung b das Bild des schwarzen Punktes a nur nach zwei ganz bestimmten Richtungen bo und bo'; daraus geht aber hervor,

Fig. 425.



dass in der Richtung *ab* zwei Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit den Krystall durchlaufen; denn wenn sich von *a* nach *b* nur ein einziger Strahl mit unveränderlicher Geschwindigkeit fortpflanzte, so könnte er nur nach einer einzigen bestimmten Richtung austreten. Derjenige Strahl *b o′*, welcher beim Austritte aus dem Krystalle am stärksten abgelenkt wird, pflanzt sich in der Richtung *a b* mit geringerer Geschwindigkeit im Krystalle fort als der andere Strahl, welcher, in derselben Richtung *ab* den Krystall durchlaufend, in der Richtung *b o* austritt.

Um die Geschwindigkeiten zu ermitteln, mit welchen die beiden Strahlenarten den Krystall durchlaufen, muss man die Brechungsquotienten für dieselben bestimmen, was am besten mit Hülfe von Prismen geschieht. Bevor wir von dieser Bestimmung weiter reden, wollen wir aber die Krystallform des Kalkspaths näher betrachten, um uns in Beziehung auf die verschiedenen Richtungen, von denen alsbald die Rede sein wird, gehörig zu orientiren.

138 **Krystallform des Kalkspathes.** Wir haben bereits auf S. 99 und 104 des 1. Bandes erfahren, dass der Kalkspath dem hexagonalen Krystallsystem angehört, und dass seine Grundgestalt, das Rhomboëder, Fig. 426, als Hemiëdrie der doppelt sechsseitigen Pyramide zu betrachten ist. In Fig. 427 ist das Rhomboëder des Kalkspathes noch einmal

Fig. 426.

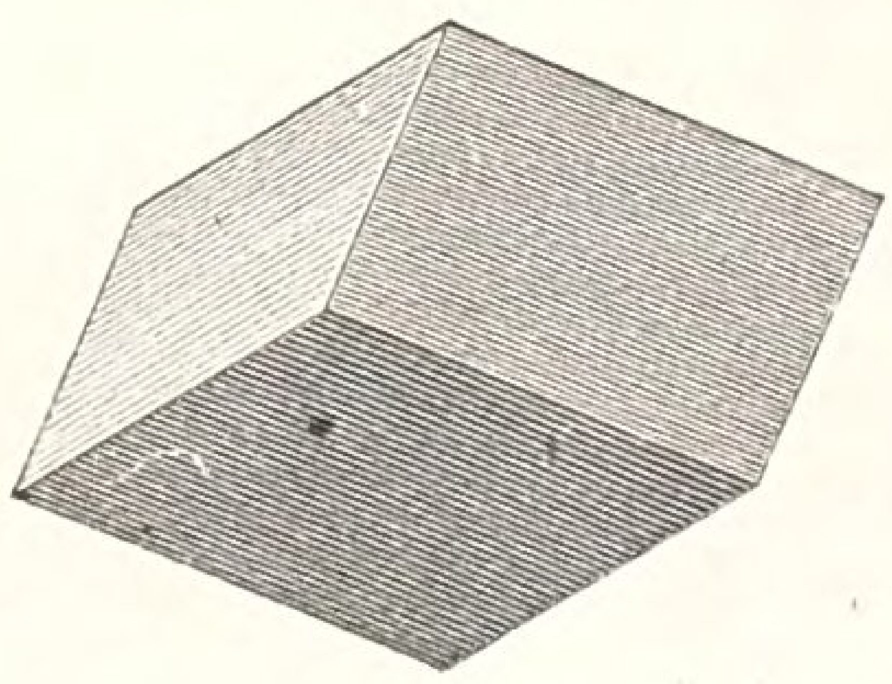
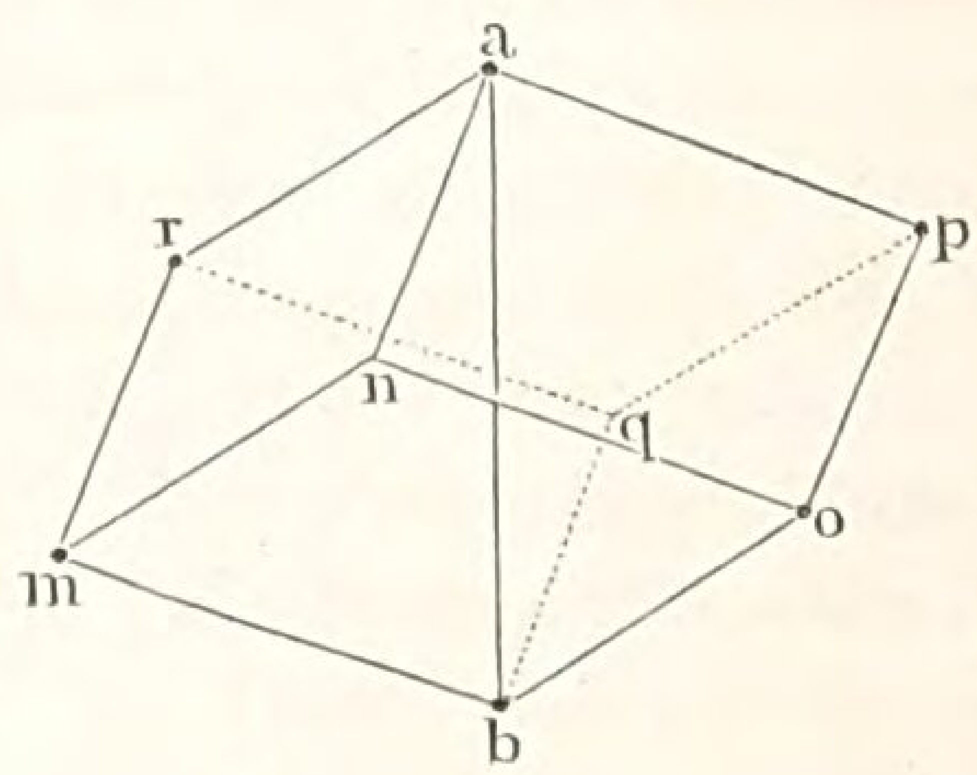


Fig. 427.



ohne Schattirung dargestellt, damit man auch die hinteren Kanten sehen und besser Buchstaben beisetzen könne.

Die Kanten eines Kalkspathrhomboëders sind nicht gleichartig; jede der drei Kanten nämlich, welche in *a* zusammentreffen, ist durch zwei Flächen gebildet, die sich hier unter einem Winkel von 105⁰ 5′ schneiden; dasselbe gilt von den drei in *b* zusammentreffenden Kanten, während in den Kanten *rm*, *mn*, *no*, *op*, *pq* sich immer zwei Flächen unter einem Winkel von 74⁰ 55′ schneiden. Man hat also an einem solchen Rhomboëder stumpfe und scharfe Kanten zu unterscheiden.

Auch die Ecken eines Rhomboëders sind von zweierlei Art; in *a* und *b* nämlich treffen immer drei stumpfe Kanten zusammen, in jeder der anderen Ecken aber zwei scharfe und eine stumpfe; um die Ecken *a*

und *b* von den übrigen zu unterscheiden, wollen wir sie stumpfe Ecken nennen.

Denken wir uns die scharfen Kanten *rm*, *mn*, *no*, *op*, *pq* und *qr* des Rhomboëders durch Flächen abgestumpft, welche der Hauptaxe parallel laufen, so entsteht die bereits auf S. 104 des 1. Bandes betrachtete, beim Kalkspathe öfters vorkommende Combination Fig. 428. Ist die sechsseitige Säule oben und unten durch eine Fläche begränzt, welche rechtwinklig zur Hauptaxe steht (die sogenannte gerade Endfläche), so hat man die Form Fig. 429, welche gleichfalls öfters am Kalkspath beobachtet wird.

Die Hauptaxe der Krystalle geht durch die Mitte der stumpfen Ecken *a* und *b*, Fig. 427, d. h. sie macht gleiche Winkel mit jeder der drei stumpfen Kanten.

Wir haben bisher nur solche Rhomboëder betrachtet, an welchen alle Flächen gleichmässig ausgebildet sind, was meistens nicht der Fall ist. Ein ganz gleichmässig ausgebildetes Rhomboëder dürfte man z. B. nur in zwei Stücke spalten, um zwei rhomboëdrische Stücke zu erhalten, deren einzelne Flächen nicht mehr gleich sind. Durch eine solche Zertheilung ist aber die gegenseitige Lage der Flächen, die Grösse der Winkel nicht im mindesten geändert; man unterscheidet nach wie vor scharfe Ecken. Die Richtung der Hauptaxe ist immer derjenigen Linie parallel, welche gleiche Winkel mit jeder der drei in einem stumpfen Eck zusammenlaufenden Kanten macht.

Fig. 428.

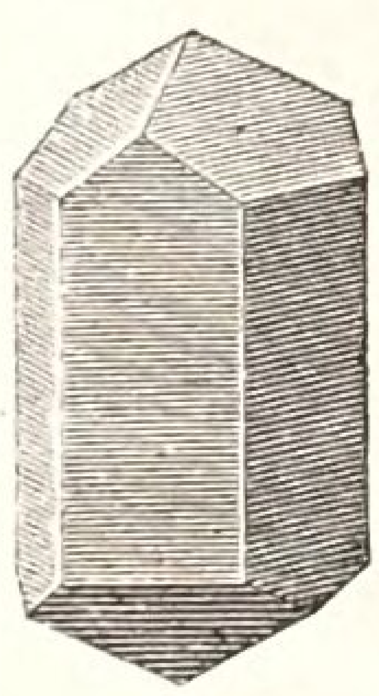
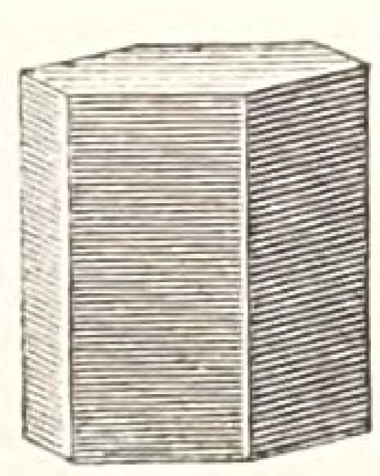


Fig. 429.

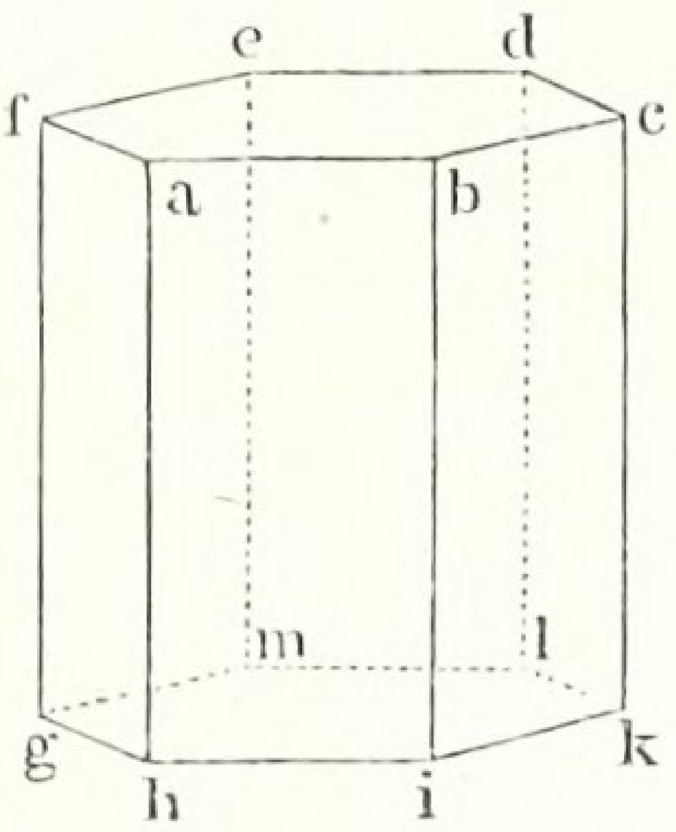


Erscheinungen, welche man durch Kalkspathprismen 139
beobachtet. Wenn man ein Prisma aus Kalkspath verfertigt, so sieht man durch dasselbe in der Regel zwei Bilder eines und desselben Gegenstandes, und zwar ist der Abstand der beiden Bilder nicht allein von dem brechenden Winkel des Prismas, sondern auch von der Richtung abhängig, in welcher die Strahlen den Krystall durchlaufen.

Nehmen wir ein Kalkspathprisma zur Hand, dessen brechende Kante mit der krystallographischen Hauptaxe des Minerals parallel ist. Ein solches Prisma lässt sich am leichtesten aus einem in Form einer sechsseitigen Säule krystallisirten Kalkspathe verfertigen, wenn ein solcher Krystall nur gross und durchsichtig genug ist. Wenn die Säulenflächen eines solchen Krystalls eben genug sind, so kann man ihn ohne weitere Bearbeitung schon zu unseren Versuchen anwenden, indem zwei Säulenflächen, welche weder mit einander parallel sind, noch gerade an einander stossen, wie die Flächen *abhi* und *dckl*, Fig. 430 (a. f. S.), einen Winkel von 60^0 mit einander bilden, also ohne Weiteres als die brechenden Flächen eines Prismas dienen können. Um durch diese beiden Flächen einen Gegenstand recht bequem beobachten zu können, wird man am

besten thun, alle anderen Säulenflächen matt zu schleifen oder schwarz anzustreichen. Sollten die beiden Säulenflächen, durch welche man beobachten will, wie es oft der Fall ist, nicht ganz eben, sondern etwas gestreift sein, so muss man sie eben schleifen und poliren.

Fig. 430.



Um nun für ein solches Prisma die Brechungsquotienten zu bestimmen, welche den beiden Bildern entsprechen, kann man entweder die auf Seite 87 und 150 beschriebene Methode mit dem Minimum der Ablenkung benutzen oder aber man könnte nach den Andeutungen auf S. 82 und S. 160 auch eine beliebige Stellung des Prismas wählen, indem man dann aber auch noch den Einfallswinkel zu messen hätte. Nach beiden Methoden erhält man beim Lichte der Linie D (Natriumflamme) die Brechungsquotienten

für das am wenigsten abgelenkte Bild gleich 1·4865
„ „ „ meisten „ „ „ 1·6585

Die Uebereinstimmung beider Methoden beweist, dass die Geschwindigkeit beider Strahlen für beliebige Richtungen, falls sie nur senkrecht zur Hauptaxe des Krystalls sind, constant ist.

Untersucht man aber die beiden Bilder eines Kalkspathprismas, dessen brechende Ebenen irgend eine andere Lage gegen die Hauptaxe des Krystalls haben, so werden die zwei angegebenen Methoden nur mehr für die Brechungsquotienten des einen Bildes denselben Werth und zwar wie früher 1·6585 geben. Für das weniger abgelenkte Bild differiren beide Methoden. Dies lehrt, dass jetzt die Geschwindigkeit dieses Strahles für verschiedene Einfallswinkel variirt und die Methode mit dem Minimum der Ablenkung nicht mehr anwendbar ist. Die zweite Methode bleibt aber auch jetzt noch brauchbar und giebt je nach der Lage des Prismas und der Grösse des Einfallswinkels einen Brechungsquotienten, der zwischen den Gränzen 1·6585 und 1·4865 variirt.

Der eine Strahl, dessen Brechungsquotient beständig gleich 1·6585 gefunden wird, folgt also ganz dem Gesetze der gewöhnlichen Brechung, er wird deshalb der gewöhnliche, der ordentliche oder der ordinäre Strahl genannt; der andere Strahl aber, für welchen im Allgemeinen kein unveränderliches Verhältniss zwischen dem Sinus des Einfallswinkels und dem Sinus des Brechungswinkels besteht, heisst der ungewöhnliche, ausserordentliche oder extraordinäre Strahl.

Da die ordinären Strahlen im Kalkspath am meisten abgelenkt sind, so pflanzen sie sich auch mit geringerer Geschwindigkeit im Krystalle fort als die extraordinären. Aus der Unveränderlichkeit der Brechungsquotienten, welche man für den ordinären Strahl aus allen Versuchen erhält, ergiebt sich, dass die ordinären Strahlen nach allen Richtungen hin den Krystall mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen; für die ordinären Strahlen also, welche sich von einem Punkte aus nach allen

Seiten hin im Kalkspathe verbreiten, ist die Oberfläche der Lichtwellen kugelförmig, wie dies auch für die Lichtwellen der Fall ist, welche sich in einem einfach brechenden Mittel, etwa in Luft, in Wasser, in Glas etc. verbreiten.

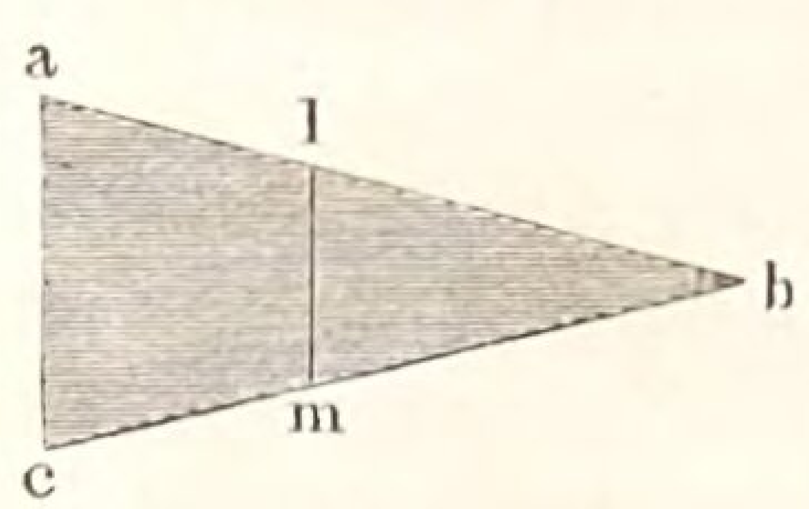
Da man für die extraordinären Strahlen nicht immer denselben Brechungsquotienten findet, so ist klar, dass sie sich nicht nach allen Richtungen hin mit gleicher Geschwindigkeit im Krystalle fortpflanzen, dass die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen also nicht kugelförmig sein kann.

Suchen wir nun zu ermitteln, wie die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen von der Richtung abhängt, in welcher sie den Krystall durchlaufen.

Der kleinste Werth, welchen man für den Brechungsquotienten der extraordinären Strahlen findet, ist 1·4865, und diesen Werth findet man, wie schon erwähnt wurde, für den Fall, dass die extraordinären Strahlen in irgend einer Richtung den Krystall durchlaufen, welche rechtwinklig auf der Hauptaxe des Krystalls steht. Da der Brechungsquotient der extraordinären Strahlen für alle anderen Richtungen grösser ist, so ist klar, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der extraordinären Strahlen rechtwinklig zur krystallographischen Hauptaxe grösser ist als für alle anderen Richtungen.

Die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen ist um so geringer, je mehr sich die Richtung, in welcher sie den Krystall durchlaufen, der krystallographischen Hauptaxe nähert; in der Richtung dieser Axe selbst aber pflanzen sich alle Strahlen mit einer solchen Geschwindigkeit, wie sie dem Brechungsquotienten 1·6585 entspricht, also mit der Geschwindigkeit der ordinären Strahlen fort; in der Richtung der Hauptaxe findet also gar keine doppelte Brechung statt; diese Axe ist also optisch von jeder anderen Richtung im Krystalle verschieden, sie führt deshalb auch den Namen der optischen Axe. Dass in der Richtung der optischen Axe wirklich keine doppelte Brechung stattfindet, lässt sich am einfachsten mit Hülfe eines Prismas zeigen, dessen brechende Flächen *ab* und *bc*, Fig. 431, ungefähr gleich stark gegen die Richtung *lm* der optischen Axe geneigt sind. Je nachdem man ein solches Prisma vor das Auge hält, sieht man ein einziges oder zwei Bilder desselben Gegenstandes; wenn man zwei Bilder sieht, so kann man das Prisma so drehen, dass sich die beiden Bilder mehr und mehr einander nähern, und dass sie endlich ganz zusammenfallen; in letzterem Falle durchlaufen die gebrochenen Strahlen das Prisma in der Richtung der optischen Axe.

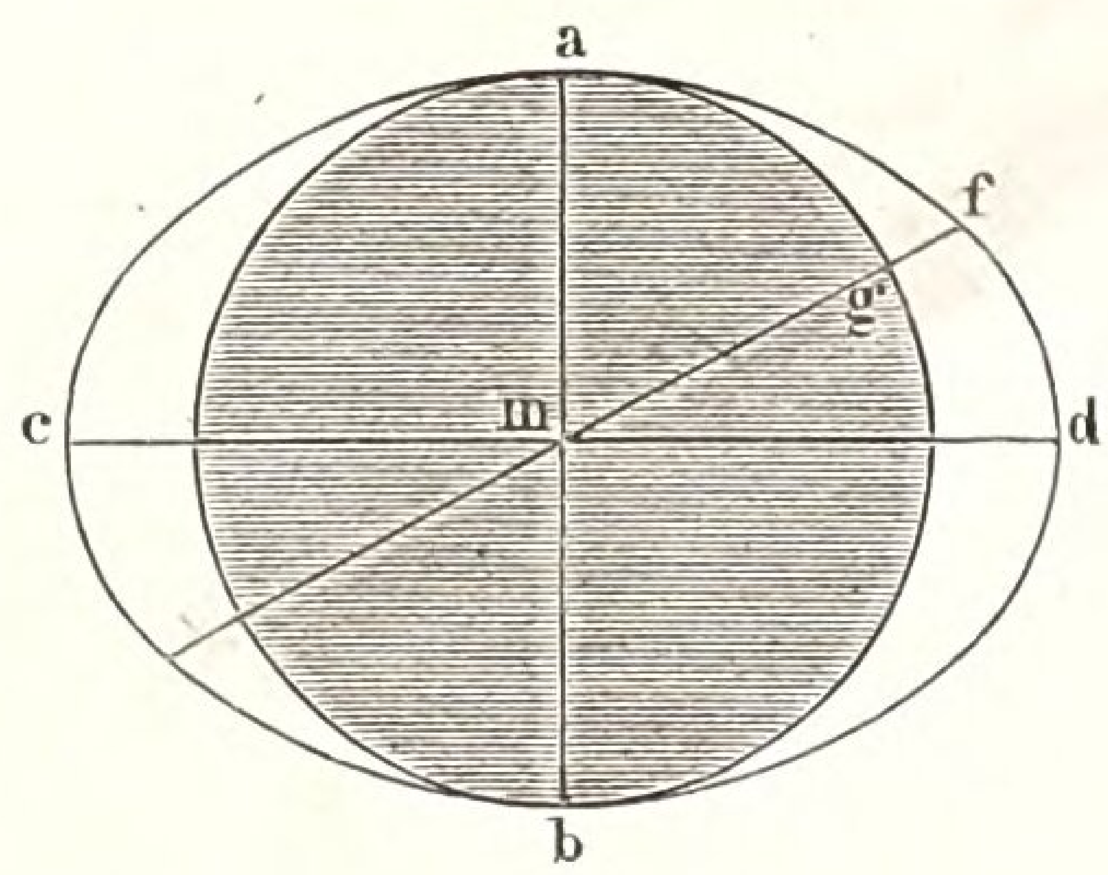
Fig. 431.



In Fig. 432 (a. f. S.) bezeichne die Linie *ab* die Richtung der optischen Axe in einem Kalkspathkrystalle, die Länge *ma* und *mb* aber stelle die

Geschwindigkeit der ordinären, mc und md die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen dar, mit welcher sie sich rechtwinklig zur optischen Axe im Krystalle fortpflanzen.

Fig. 432.



Ein mit dem Radius ma um m gezogener Kreis stellt alsdann das Gesetz dar, nach welchem die ordinären Strahlen sich von m aus nach verschiedenen Richtungen in der Ebene der Figur fortpflanzen.

Eine Ellipse, deren kleine Axe ab, deren grosse Axe aber cd ist, stellt uns dagegen das Gesetz dar, nach welchem sich die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen im Krystalle mit ihrer Richtung ändert. Wollte man z. B. die Geschwindigkeit eines extraordinären Strahles ermitteln, dessen Richtung mit der optischen Axe einen Winkel von 60^0 macht, so hat man nur durch den Mittelpunkt m eine Linie mf so zu ziehen, dass der Winkel amf gleich 60^0 ist; die Länge des Leitstrahls mf stellt alsdann die Geschwindigkeit des extraordinären Strahles in der angegebenen Richtung dar.

Sollte unsere Figur das Gesetz der Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen im Kalkspath nicht allein der Art, sondern auch der Grösse nach darstellen, so müsste sich die kleine Axe der Ellipse zur grossen wie 1·4865 zu 1·6585 verhalten.

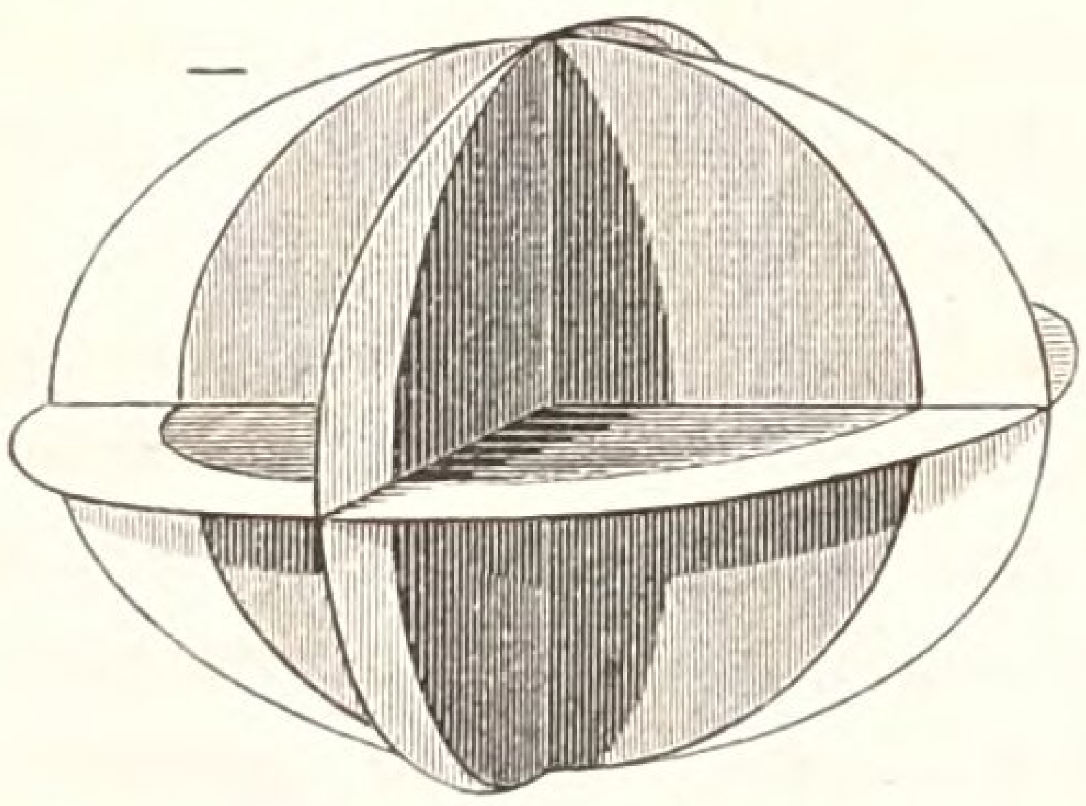
Denken wir uns die Fig. 432 um die Axe ab umgedreht, so entsteht durch die Umdrehung des Kreises eine Kugel, durch die Umdrehung der Ellipse aber ein Rotations-Ellipsoid; die Kugel ist die Wellenoberfläche der ordinären, das Ellipsoid ist die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen.

Denken wir uns nämlich irgend einen Punkt im Inneren eines Kalkspathkrystalls, von welchem nach allen Seiten hin ordinäre Strahlen ausgehen, so werden sie sich nach allen Seiten mit gleicher Geschwindigkeit verbreiten; gleichzeitig von jenem Mittelpunkt ausgehend, werden sie auch gleichzeitig auf der Oberfläche einer um diesen Mittelpunkt gelegten Kugel ankommen; diese Kugel ist daher die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen.

In gleicher Weise bilden auch die von einem Punkte nach allen Richtungen hin ausgehenden extraordinären Strahlen ein Wellensystem, dessen Oberfläche aber keine Kugel, sondern ein Rotations-Ellipsoid ist. In unserem Falle ist die Kugel, welche die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen darstellt, ganz von diesem Ellipsoid eingehüllt, da sich ja die ordinären Strahlen langsamer fortpflanzen als die extraordinären; nur in zwei Punkten berührt die Kugel das Ellipsoid, denn die kleine Axe des Ellipsoids ist ja zugleich ein Durchmesser der Kugel.

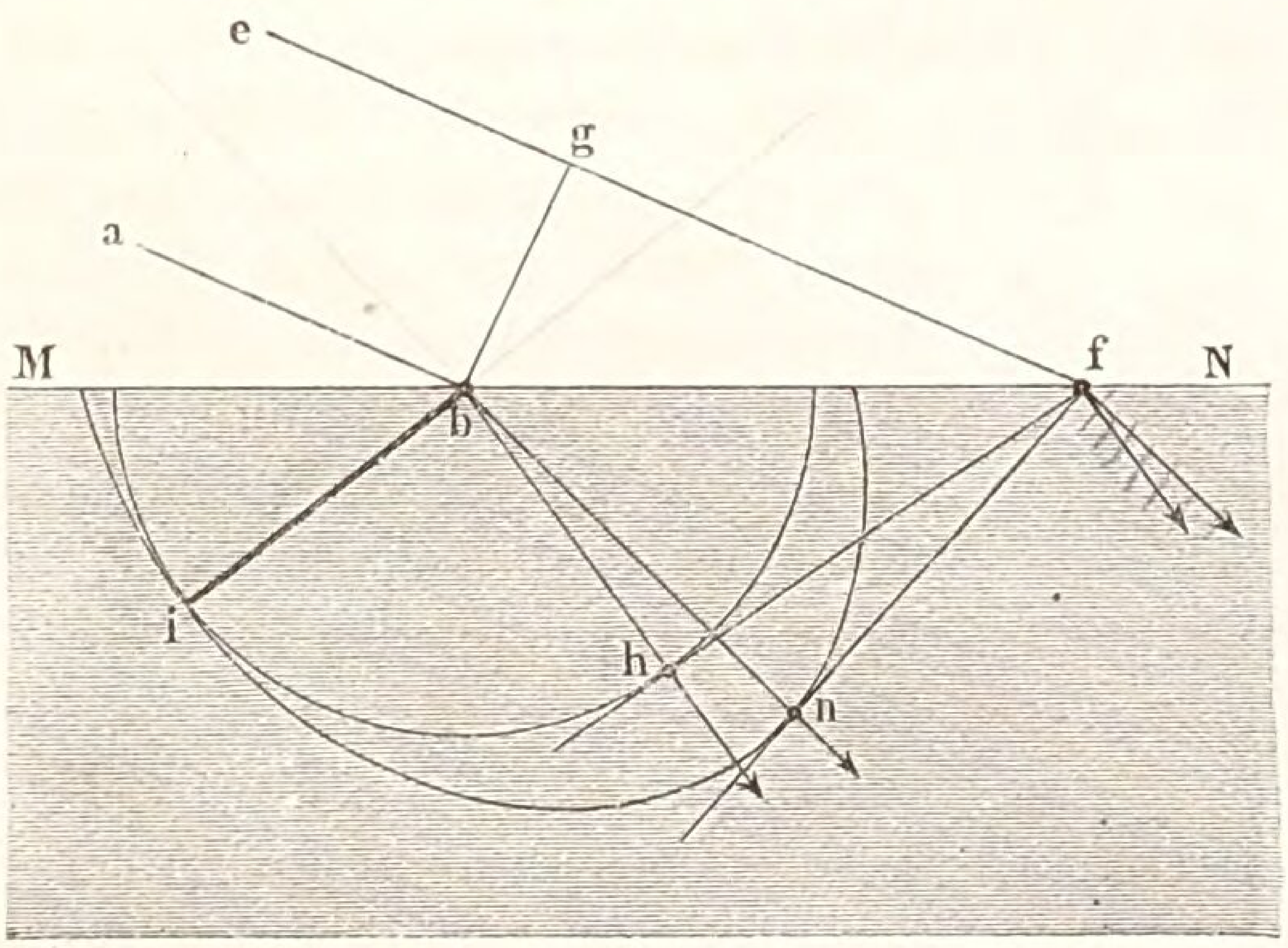
Um sich von diesen Wellenoberflächen ein anschauliches Bild zu machen, kann man ein aus Pappendeckel hergestelltes Modell benutzen, welches, wie Fig. 433 den Durchschnitt der beiden Wellenoberflächen mit einer horizontalen (auf der optischen Axe rechtwinkligen) und zwei verticalen (durch die optische Axe gelegten) zu einander rechtwinkligen Ebenen darstellt.

Fig. 433.



Mit Hülfe der Wellenfläche ist es nun leicht, die Richtung der beiden gebrochenen Strahlen im Kalkspathe durch Construction zu finden. Es sei in Fig. 434 $a b$ die Richtung des einfallenden Strahles, MN die Ober-

Fig. 434.

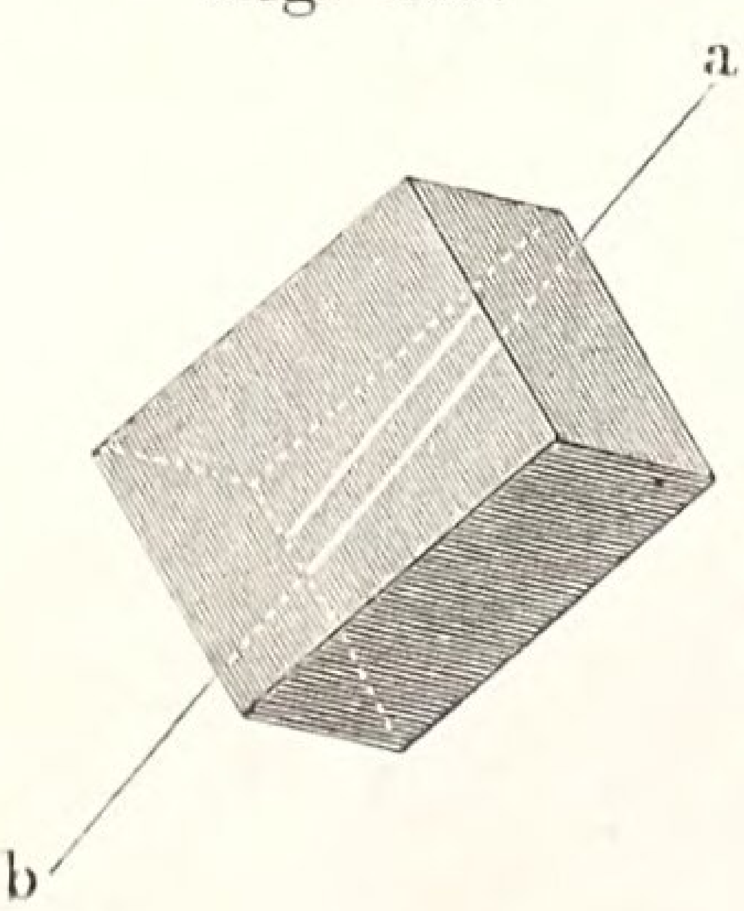


fläche des Kalkspathkrystalls, so findet man die Richtung des ordinären gebrochenen Strahles nach der schon oben, Seite 422, angegebenen Construction; man zieht nämlich ef mit ab parallel, fällt von b aus das Perpendikel bg auf diese Linie und beschreibt dann um b einen Kreis, dessen Halbmesser sich zu der Länge gf verhält wie 1 zu 1·6585; zieht man von f aus eine Tangente an den Kreis, so ist die von b nach dem Berührungspunkte h gezogene Linie die Richtung des gebrochenen ordinären Strahles. Wenn nun die optische Axe des Krystalls mit der Richtung bi zusammenfällt, so ist der Durchschnitt der Papierebene mit der Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen die in unserer Figur gezeichnete Ellipse; um nun die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahles zu finden, hat man nur von f aus eine Tangente an die Ellipse und dann von b aus nach dem Berührungspunkte n eine Linie zu ziehen, welche letztere dann die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahles ist.

Wir haben bei der eben angegebenen Construction nur einen besonderen Fall vor Augen gehabt, nämlich dass die optische Axe des Krystalls in der Einfallsebene des Strahles *ab* liegt, dass also die optische Axe in die Ebene der Figur zu liegen kommt; wenn dies nicht der Fall ist, lässt sich die Richtung des extraordinären Strahles nicht durch Zeichnung ermitteln, weil er alsdann aus der Ebene des Papiers heraustritt; um nämlich die Richtung des extraordinären Strahles zu finden, hätte man durch *f* eine Linie rechtwinklig zur Ebene des Papiers und durch diese Linie eine berührende Ebene an die ellipsoidische Wellenfläche der extraordinären Strahlen zu legen; nach dem Punkte, in welchem diese Ebene das Ellipsoid berührt und welcher im Allgemeinen ausserhalb der Einfallsebene liegt, hat man dann von *b* aus eine Linie zu ziehen.

Aus dieser Construction, welche schon von Huyghens angegeben worden ist, ergiebt sich, dass der extraordinäre Strahl nicht immer in der Einfallsebene bleibt, was bei der gewöhnlichen Brechung stets der Fall ist. Um durch den Versuch zu zeigen, dass der extraordinäre Strahl nicht immer mit der Einfallsebene zusammenfällt, verfährt man am einfachsten auf folgende Art: Man ziehe auf ein Blatt weissen Papiers eine gerade Linie und bringe das Auge in irgend einen Punkt der durch diese Linie gelegten Verticalebene, etwa vertical über den Punkt *b*, Fig. 435. Legt man nun ein Kalkspathrhomboëder so auf das Papier, dass dadurch ein Theil der Linie bedeckt wird, so sieht man im Krystall ein doppeltes Bild der Linie; das eine Bild fällt in die Richtung *ab*, die Strahlen, die es erzeugen, bleiben also in der Einfallsebene; das andere Bild hingegen liegt rechts oder links von *ab*, die Strahlen, welche dieses Bild erzeugen, sind also nicht in der durch die Linie *ab* und das Auge gelegten Einfallsebene geblieben. Nur in einem besonderen Falle fällt auch das extraordinäre Bild in die Einfallsebene, wenn nämlich die optische Axe des Krystalls selbst in der Einfallsebene liegt; in diesem Falle decken sich auch die beiden Bilder der Linie.

Fig. 435.



140 **Positive und negative, einaxige Krystalle.** Einaxig heissen solche Krystalle, welche nur eine optische Axe haben, d. h., in denen es nur eine einzige Richtung giebt, nach welcher der Krystall von allen Lichtstrahlen mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen wird, wie dies beim Kalkspath und bei vielen anderen Krystallen der Fall ist, die wir bald werden kennen lernen.

Beim Kalkspath werden die ordinären Strahlen stärker gebrochen als die extraordinären; alle einaxigen Krystalle nun, bei welchen dies ebenso der Fall ist, werden negative Krystalle genannt. In die Classe der einaxigen negativen Krystalle gehören unter anderen:

Kalkspath (kohlensaurer Kalk),	Wernerit,
Turmalin,	Phosphorsaures Bleioxyd,
Rubellit,	Saures arseniksaures Kali,
Corund,	Chlorstrontium,
Saphir,	Chlorcalcium,
Rubin,	Honigstein,
Smaragd,	Schwefelsaures Nickeloxyd,
Beryll,	Phosphorsaurer Kalk,
Apatit,	Arseniksaures Bleioxyd,
Idocras (Vesuvian),	Salpetersaures Natron.

Solche einaxige Krystalle, bei denen die extraordinären Strahlen stärker gebrochen werden, heissen positive. Unter die einaxigen positiven Krystalle gehören:

Zirkon,	Essigsaures Kalkkupfer,
Quarz,	Magnesiahydrat,
Eisenoxyd,	Eis,
Apophyllit,	Zinnstein
	u. s. w.

Nehmen wir z. B. ein Bergkrystallprisma, dessen brechende Kante mit der krystallographischen Hauptaxe parallel ist, also etwa geradezu eine sechsseitige Säule von Bergkrystall, wie sie sich in der Natur finden, so kann diese ganz in derselben Weise als Prisma dienen, wie ein in Form einer sechsseitigen Säule krystallisirter Kalkspath; durch ein solches natürliches Quarzprisma sieht man die beiden Bilder weit weniger von einander entfernt, als es bei einem entsprechenden Kalkspathprisma der Fall ist. Bestimmt man nun mit Hülfe dieses Prismas die Brechungsquotienten für die beiden Bilder, so findet man die Werthe

$$1{\cdot}558 \text{ und } 1{\cdot}548.$$

Schleift man ein Prisma nach irgend einer anderen Richtung, so findet man für den am wenigsten abgelenkten Strahl abermals den Brechungsquotienten 1·548, für den anderen Strahl aber einen Brechungsquotienten, welcher zwischen 1·558 und 1·548 liegt; der Brechungsquotient der extraordinären Strahlen ist also stets grösser als der der ordinären, die extraordinären werden also am stärksten gebrochen.

Bei den einaxigen positiven Krystallen fällt, wie bei allen einaxigen Krystallen, die optische Axe mit der krystallographischen Hauptaxe zusammen. Wenn nun in Fig. 436 (a. f. S.) ma und mb die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ordinären Strahlen, mc und md aber die geringste Fortpflanzungsgeschwindigkeit der stärker brechbaren extraordinären Strahlen rechtwinklig zur optischen Axe darstellen, wenn man ferner mit dem Halbmesser ma einen Kreis um m zieht, über die Axen ab und cd eine Ellipse construirt und sich

dann die ganze Figur um die Axe *ab* umgedreht denkt, so entsteht durch die Umdrehung des Kreises eine Kugel, durch die Umdrehung der Ellipse ein Rotationsellipsoid; die Kugel ist die Wellenoberfläche der ordinären, das Ellipsoid die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen in einem einaxigen positiven Krystalle; hier ist die grosse Axe der Ellipse die Umdrehungsaxe des Ellipsoids, und das Ellipsoid wird ganz von der Kugel eingehüllt.

Fig. 437 stellt ein Modell zur Versinnlichung der beiden Wellenoberflächen eines einaxigen positiven Krystalls dar.

Fig. 436.

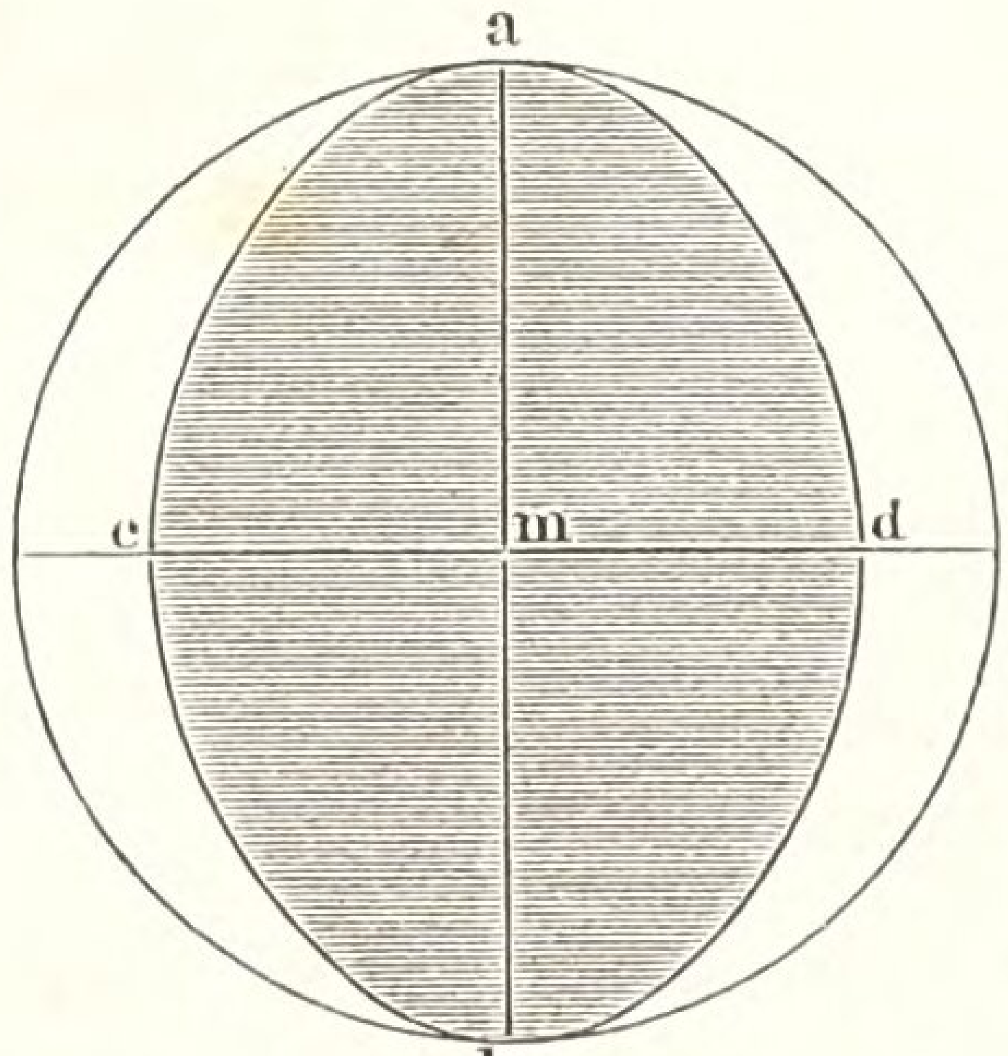
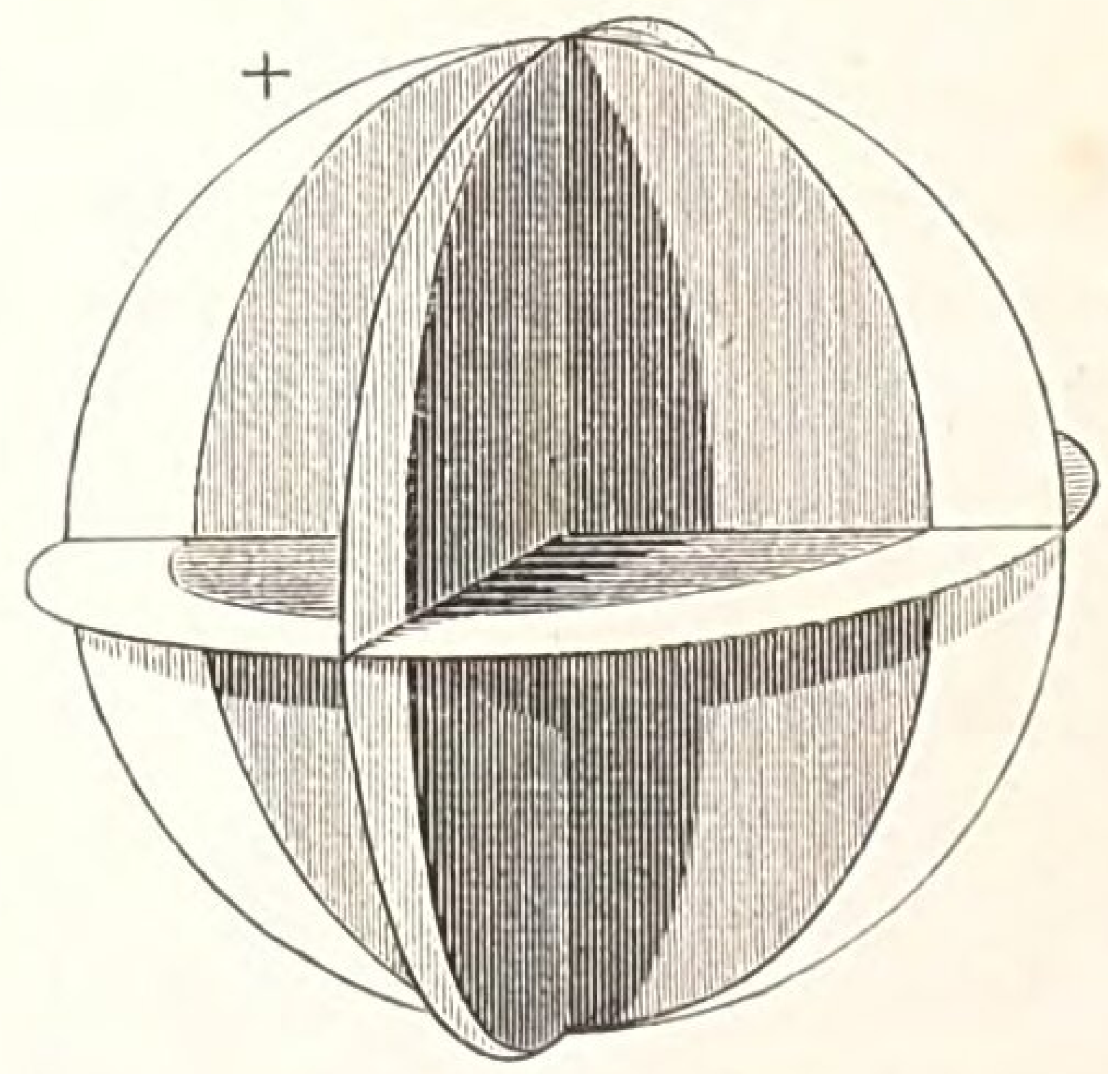


Fig. 437.



Optisch einaxig sind alle Krystalle des quadratischen und des hexagonalen Systemes, also der beiden Krystallsysteme, bei welchen eine Axe ausgezeichnet ist vor den übrigen rechtwinklig auf ihr stehenden, welche alle unter einander gleich sind.

Die Krystalle des regulären Systems haben gar keine doppelte Brechung, während die der drei letzten Krystallsysteme zwei optische Axen haben.

141 **Polarisation durch doppelte Brechung.** Wenn man die Lichtstrahlen genauer untersucht, welche durch irgend einen doppelt brechenden Körper hindurchgegangen sind, so findet man, dass sie polarisirt sind. Am leichtesten kann man sich davon auf folgende Weise überzeugen: Man halte irgend ein doppeltbrechendes Prisma vor das Auge, so wird man von einem und demselben Gegenstande zwei Bilder sehen; hält man nun zwischen das Auge und das Prisma eine polarisirende Turmalinplatte, so wird man leicht eine bestimmte Stellung derselben ausmitteln können, bei welcher nur eines der beiden Bilder im Prisma sichtbar ist; dreht man alsdann die Turmalinplatte in ihrer Ebene langsam um, so wird alsbald das zweite Bild auch sichtbar werden; je weiter man dreht, desto lichtschwächer wird das erste Bild, während das zweite stärker wird, und wenn man endlich um 90^0 gedreht hat, so verschwindet das erste Bild und nur das zweite ist sichtbar. Daraus geht nun nicht allein hervor, dass die Lichtstrahlen

der beiden Bilder polarisirt sind, sondern auch, dass die Polarisationsebene des einen Bildes rechtwinklig auf der Polarisationsebene des anderen steht oder, mit anderen Worten, dass die beiden Strahlenarten, welche sich durch einen doppeltbrechenden Krystall fortpflanzen, rechtwinklig zu einander polarisirt sind.

Nehmen wir ein Kalkspathprisma zur Hand, dessen brechende Kante mit der optischen Axe parallel ist! Die beiden Bilder irgend eines Gegenstandes, etwa einer Kerzenflamme, welche man durch das Prisma sieht, liegen neben einander, wenn man die Kante des Prismas vertical hält. Bringt man nun eine Turmalinplatte zwischen das Prisma und das Auge, so verschwindet das eine Bild, wenn die krystallographische Hauptaxe der Turmalinplatte vertical, also parallel mit der Kante des Prismas gehalten wird; das andere Bild verschwindet, wenn die Axe der Turmalinplatte wagerecht steht.

Nun aber lässt die Turmalinplatte, wie wir angenommen, nur solche polarisirte Strahlen durch, deren Schwingungen mit ihrer Hauptaxe parallel sind; hält man also die Platte so, dass ihre Axe senkrecht steht, so gehen nur die verticalen Oscillationen durch; hält man sie aber wagerecht, so werden nur wagerechte Schwingungen durchgelassen.

Da nun in den beiden Gränzlagen, wenn nämlich die Axe der Turmalinplatte vertical oder horizontal ist, nur ein Bild sichtbar ist, so geht daraus hervor, dass die Vibrationen, welche das eine Bild erzeugen, parallel mit der optischen Axe des Kalkspathprismas sind, während die Aethervibrationen, welche den anderen Strahl fortpflanzen, in einer Ebene vor sich gehen, welche auf der optischen Axe rechtwinklig steht.

Wie man auch ein Prisma aus Kalkspath oder irgend einem anderen einaxigen doppeltbrechenden Krystalle schneiden mag, stets findet man, wenn man die beiden Bilder mit Hülfe einer Turmalinplatte untersucht, dass sie rechtwinklig zu einander polarisirt sind; die Richtung, nach welcher die Vibrationen für die beiden Strahlen stattfinden, lässt sich aber auf folgende Weise bestimmen:

Denkt man sich durch die Richtung, in welcher ein Lichtstrahl den Krystall durchläuft, eine Ebene parallel der Richtung der optischen Axe gelegt, so wird eine solche Ebene ein Hauptschnitt genannt; die Schwingungen des ordinären Strahles sind nun stets rechtwinklig auf der Ebene des Hauptschnittes, also auch rechtwinklig auf der Richtung der optischen Axe; die Schwingungen, welche den extraordinären Strahl fortpflanzen, finden dagegen in der Ebene des Hauptschnittes statt.

Objective Darstellung der Erscheinungen am Kalkspath. Die in den vorausgegangenen Paragraphen beschriebenen Erscheinungen lassen sich, ebenso wie die Polarisationserscheinungen an Glasplatten und Spiegeln, objectiv darstellen, d. h. auf einen Schirm 142

projiciren. Da diese Darstellungsmethode für Unterrichtszwecke den Vorzug verdient, so wollen wir sie hier näher beschreiben. Es handelt sich also, die Erscheinungen zu zeigen, welche beim Durchgang gewöhnlichen Lichtes durch Einen und dann durch zwei hinter einander gestellte Kalkspathkrystalle (oder überhaupt einaxige Krystalle) auftreten. An Stelle des zweiten Krystalls kann dann auch eine Turmalinplatte, ein Glasspiegel oder ein Glasplattensatz gesetzt werden, um das Experiment zu modificiren.

A. Experimente mit Einem Kalkspathkrystalle.

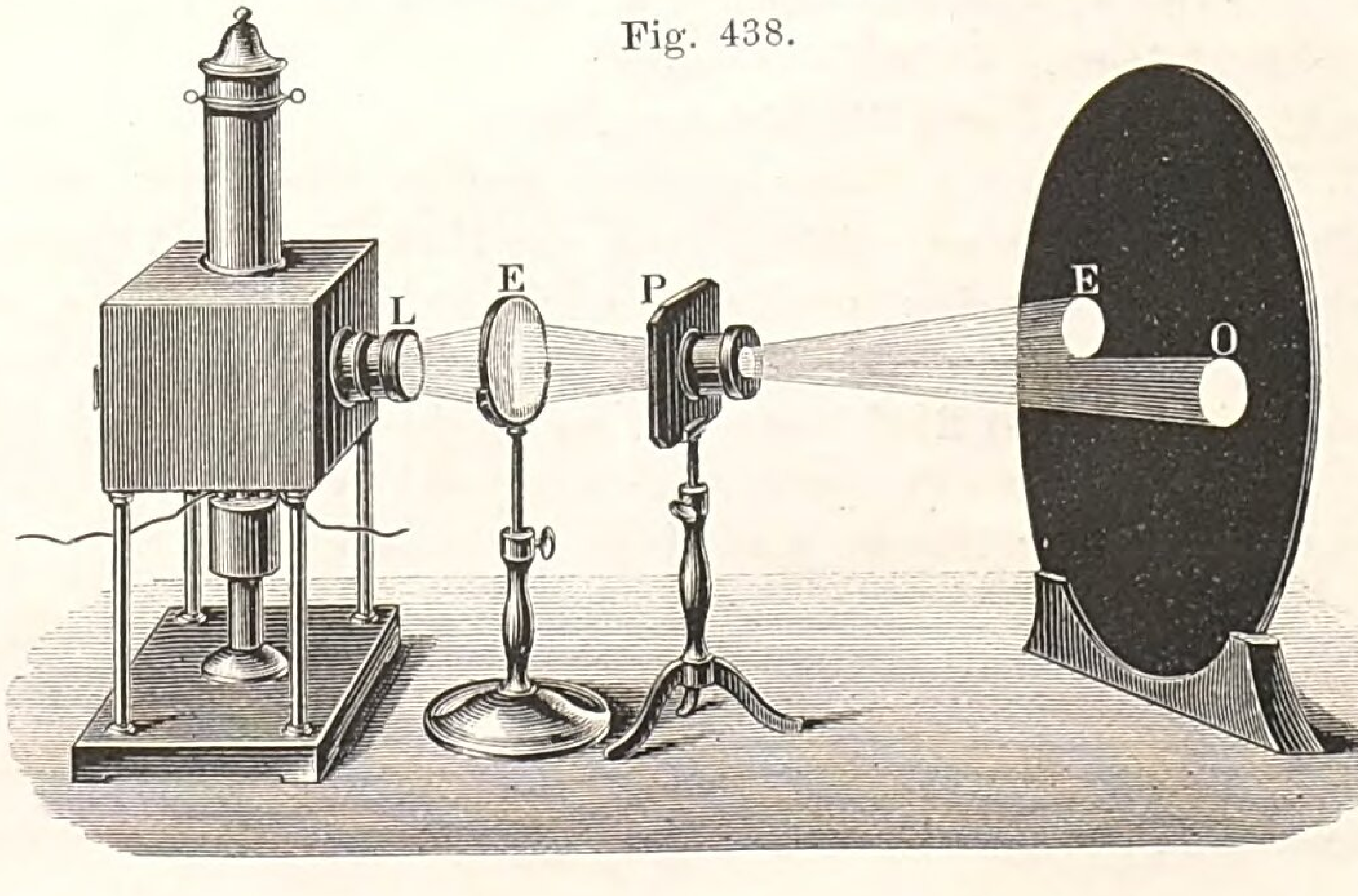
Sonnenlicht wird mittelst Heliostaten oder helles künstliches Licht mittelst der Projectionslaterne durch eine runde Oeffnung in einem Diaphragma geleitet und eine Sammellinse so aufgestellt, dass auf einem mehrere Meter entfernten weissen Schirme ein scharfes reelles Bild der runden Oeffnung entsteht.

I. Schaltet man nun in den Gang der Lichtstrahlen einen Kalkspathkrystall mit senkrecht auf die optische Axe geschliffenen Flächen so ein, dass die Lichtstrahlen parallel der Axe hindurchgehen, so ändert sich auch beim Drehen um diese Axe Nichts an der Erscheinung, nur ein wenig Intensität des Lichtes geht durch Reflexion verloren.

II. Schaltet man ein natürliches Kalkspathrhomboëder in solcher Lage ein, dass die Lichtstrahlen senkrecht auf eine Spaltungsfläche fallen, so erhält man neben dem einen (ordentlichen) Bilde der runden Oeffnung noch ein zweites (ausserordentliches) und die Intensität des Lichtes vertheilt sich auf beide in gleicher Weise, so dass sie also für jedes nur die Hälfte der vorigen beträgt.

Fig. 438 giebt eine perspectivische Darstellung der Anordnung dieses Versuches; *P* enthält den Kalkspath und einen

Fig. 438.



Schirm zur Abblendung des übrigen Lichtes. Die Linse kann auch abweichend von dieser Figur nach dem Kalkspath eingeschaltet werden.

Je nach der Grösse der runden Oeffnung bleiben die beiden Bilder von einander getrennt, oder berühren sich, oder fallen theilweise über einander. Wir denken uns den ersten Fall. Dreht man dann den Krystall um eine in der Richtung des ordentlichen Strahlenbündels fallende Axe, so bleibt das ordentliche Bild *O* unverrückt, das ausserordentliche Bild *E* beschreibt einen Kreis um das ordentliche; dabei bleiben stets beide Strahlenbündel in der Ebene des Hauptschnittes. Die Helligkeit bleibt dabei für beide Bilder stets dieselbe.

III. Um das Verhalten der beiden Bilder bezüglich ihrer Helligkeit in diesem und einem späteren Versuche besser durch eine Zeich-

Fig. 439.

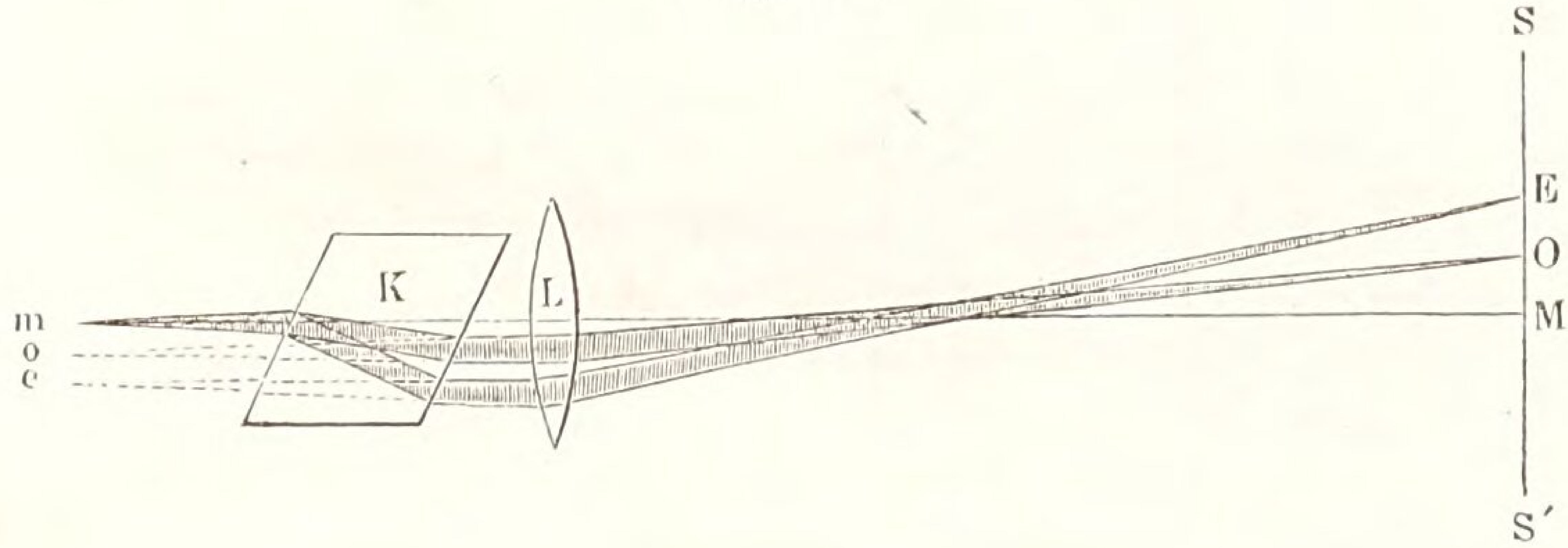
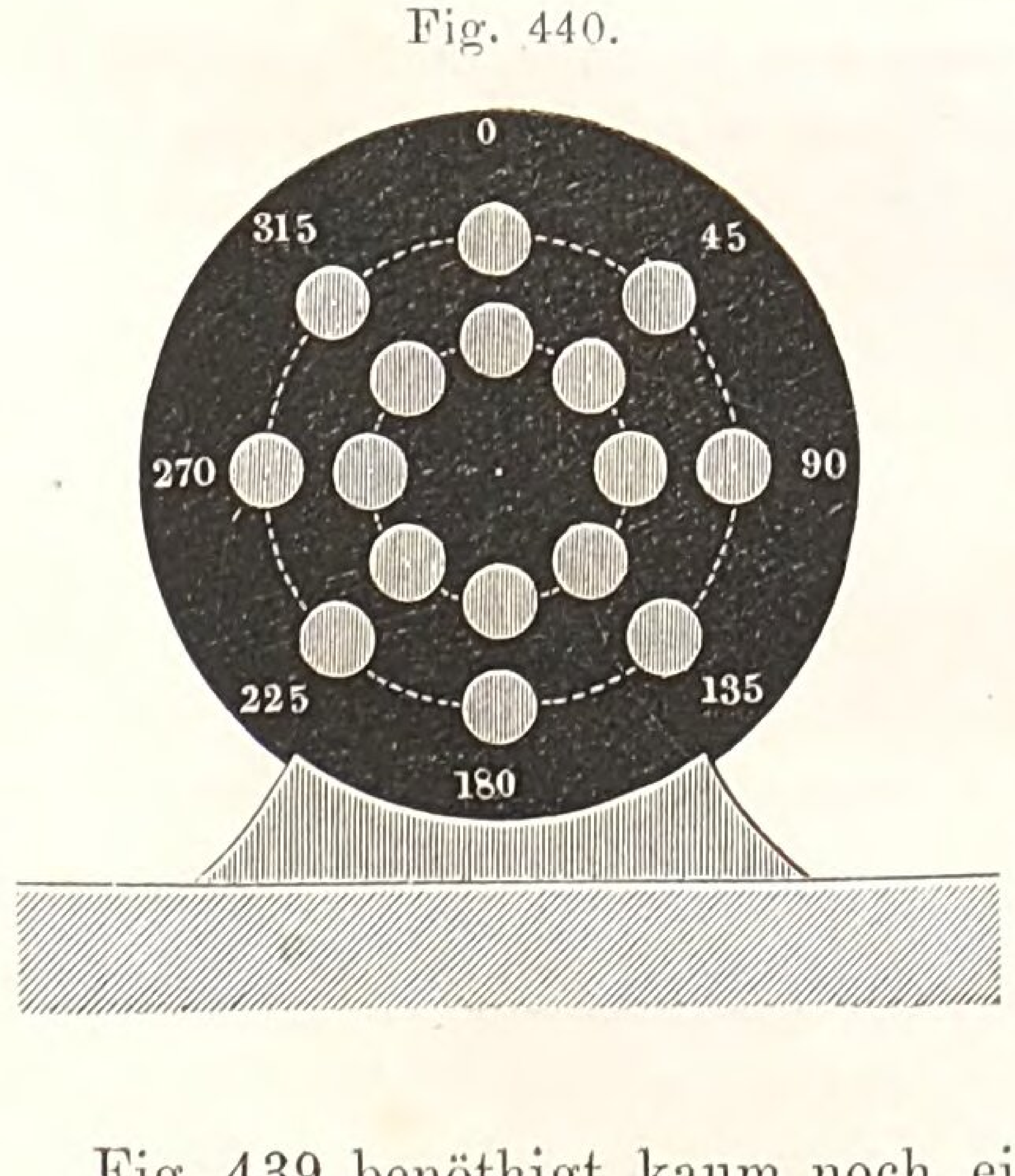


Fig. 440.



nung darstellen zu können, geben wir nun dem Krystalle noch eine andere Lage, wobei die Lichtstrahlen weder parallel seiner optischen Axe, noch senkrecht auf seine Spaltungsfläche, sondern in der Weise auffallen, dass nach dem Austritte beide Strahlen abgelenkt erscheinen. Fig. 439 erläutert diesen Fall durch einen Verticaldurchschnitt in der Ebene des Hauptschnittes und Fig. 440 giebt eine Darstellung der Erscheinungen auf dem Schirme in acht um je 45° verdrehten Lagen des Krystalls.

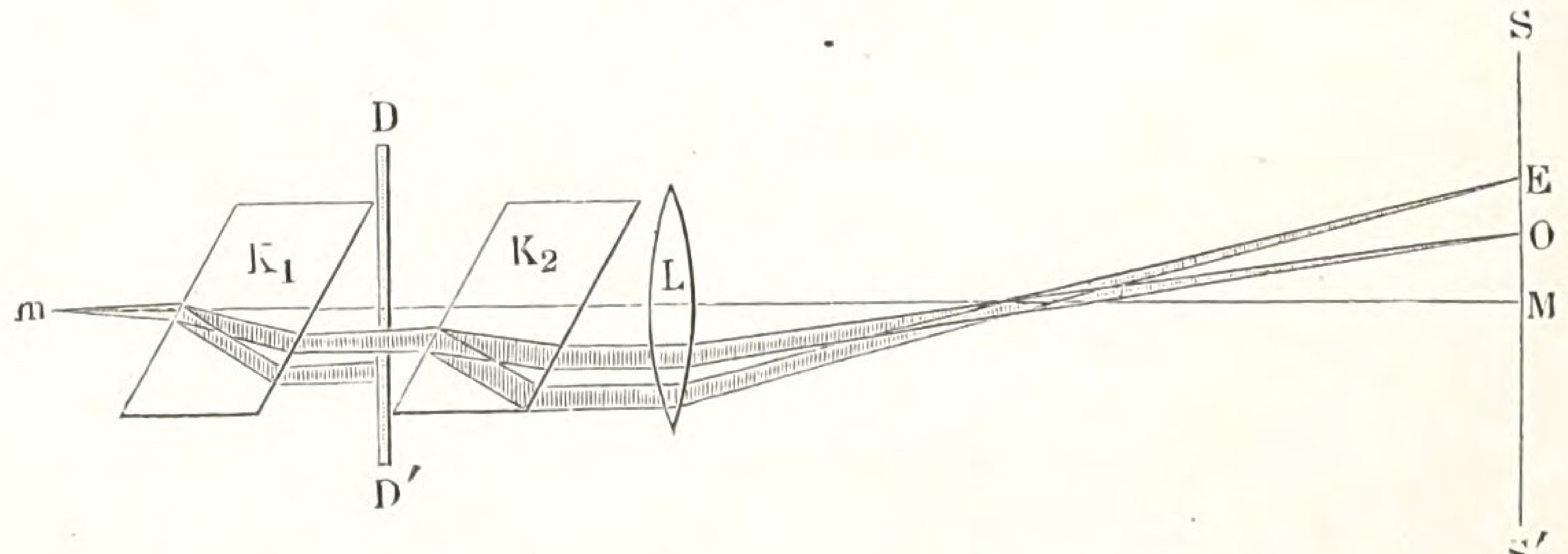
Fig. 439 benöthigt kaum noch eine nähere Erklärung. *m* ist die kleine runde Oeffnung im Diaphragma, welche hier punktförmig gezeich-

net, beim Versuche verschiedene Grössen annehmen kann, k ist der Hauptschnitt des Kalkspaths. Die beiden austretenden Strahlenbündel haben eine solche Richtung, als ob sie von den virtuellen Bildern der Oeffnung o und e kämen und die Linse L macht dieselben so weit convergent, dass sie auf dem Schirme SS' die reellen Bilder O und E entwerfen. mM ist die Axe, um welche gedreht wird.

B. Experimente mit zwei Kalkspathkrystallen.

Wir behalten die vorige Anordnung bei, fügen jedoch noch einen zweiten Kalkspathkrystall in gleicher Stellung hinzu und fangen durch ein passendes Diaphragma DD' das aus dem ersten Krystall austretende Bündel ausserordentlicher Strahlen auf, so dass also nur das ordentliche Strahlenbündel den zweiten Krystall trifft. Fig. 441 zeigt die Ver-

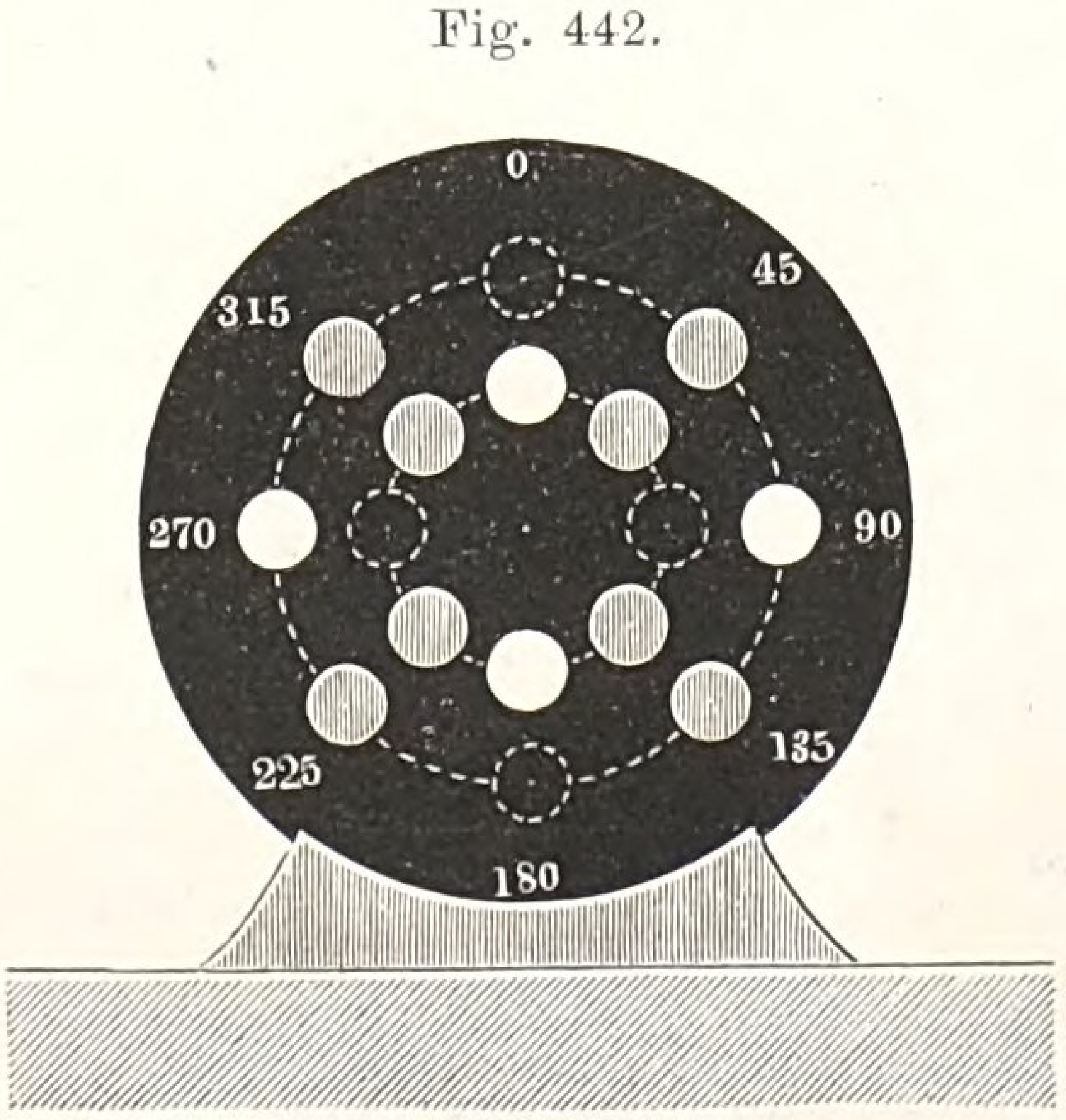
Fig. 441.



suchsanordnung in einer durch die Hauptschnitte gelegten Durchschnittszeichnung, Figur 442 die nun auftretenden Erscheinungen bei Drehung eines der beiden Krystalle um je 45⁰.

Man erhält im Allgemeinen wiederum je zwei Bilder, jedoch diesmal von wechselnder Helligkeit. Sobald die beiden Hauptschnitte mit einander Winkel = 0 oder 180⁰ machen, verschwindet das extraordinäre Bild ganz, bei den Lagen 90 und 270 verschwindet dagegen das ordinäre Bild. Bei den Lagen 45⁰, 135⁰, 225⁰ und 315⁰ haben beide Bilder gleiche mittlere Helligkeit. Die Helligkeiten beider Bilder sind einander complementär, was man am besten dadurch nachweisen kann, dass man die Oeffnung bei m so gross macht, dass die Bilder theilweise zur Ueberdeckung gelangen. Es behält dann der überdeckte, beiden gemeinsame, Theil

Fig. 442.



während der ganzen Drehung die gleiche Intensität, während die unbedeckten Theile in entgegengesetzter Weise ihre Helligkeit ändern.

(Fig. 443, in welcher jedoch die Lage der Hauptschnitte um 45^0 gegen jene in Fig. 441 und 442 verdreht anzunehmen ist.)

Wiederholt man diesen Versuch mit der Variation, dass man durch das Diaphragma DD' den ordentlichen Strahl abblendet, dagegen den ausserordentlichen durchlässt, so erhält man genau dieselben Erscheinungen, nur um 90^0 verdreht.

Nach dem Gesetze von Malus lassen sich die Intensitäten O' und E', O'' und E'' in diesen beiden Versuchen durch folgende Formel ausdrücken:

I. Wenn der ordentliche Strahl des ersten Krystalls benutzt wird:

$$O' = \tfrac{1}{2} \cos^2 \alpha, \quad E' = \tfrac{1}{2} \sin^2 \alpha.$$

II. Wenn der ausserordentliche Strahl des ersten Krystalls benutzt wird:

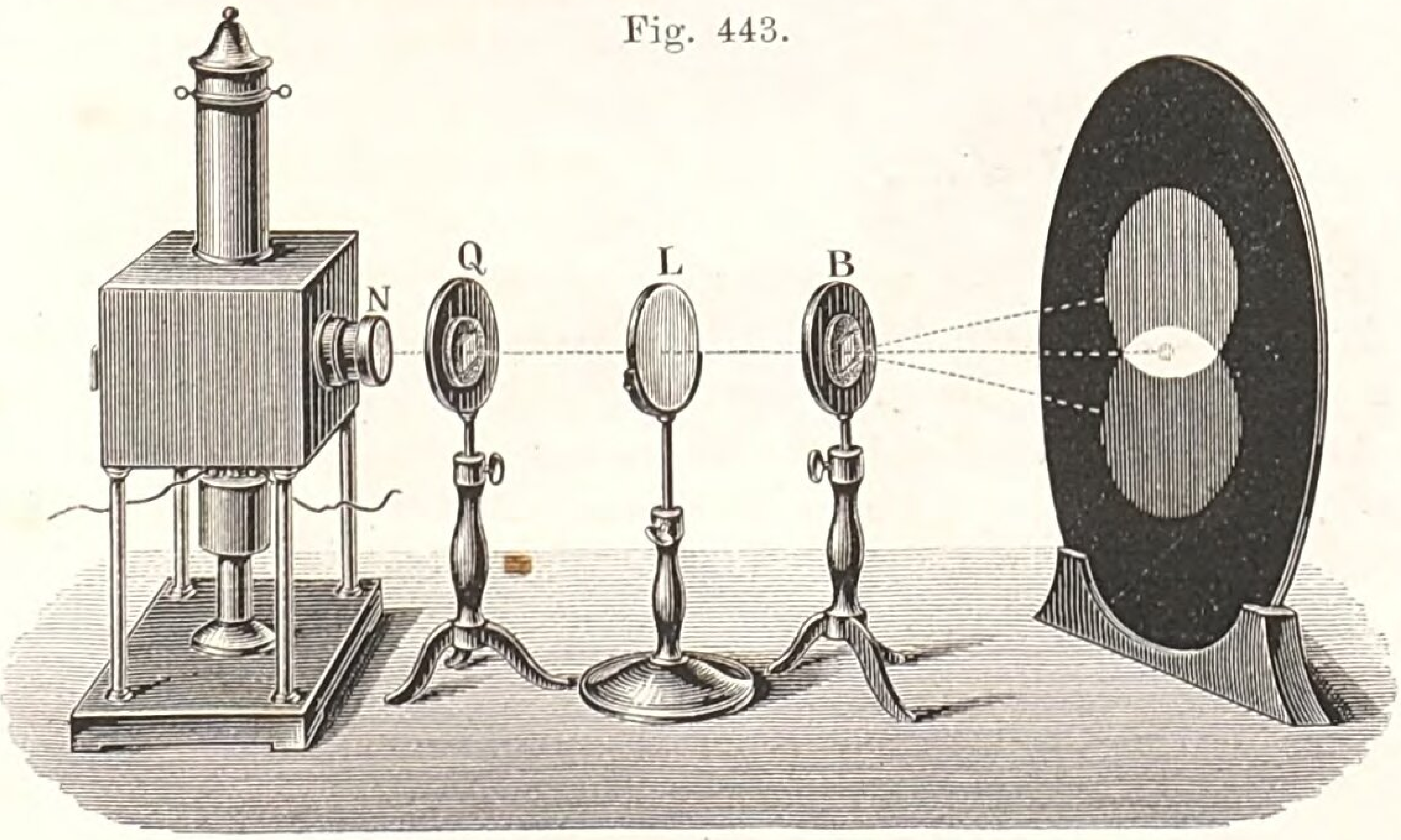
$$O'' = \tfrac{1}{2} \sin^2 \alpha, \quad E'' = \tfrac{1}{2} \cos^2 \alpha.$$

Man kann auch beide Strahlenbündel des ersten Krystalls durch den zweiten hindurchgehen lassen und erhält dann die Summe der einzelnen Erscheinungen, nur fallen dann leicht die vier Bilder über einander und lässt sich deren Gesetz weniger gut übersehen. Um die Bilder weiter von einander zu trennen, kann man sich der später zu besprechenden achromatisirten oder der Senarmont'schen Prismen bedienen. Man erhält dann, wie in Fig. 443 und auch in Fig. 438 angenommen ist, stark divergirende Strahlenbündel, welche dann auch eine grössere Oeffnung bei m zulassen.

C. Weitere Modificationen des Experimentes sind dann noch folgende:

Man ersetzt den ersten Kalkspath sammt Diaphragma DD' durch eine parallel der Axe geschnittene Turmalinplatte. Man erhält dann

Fig. 443.



die beiden Bilder ebenso wie früher, nur dass an die Stelle der farblos hellen Flächen die Färbung des Turmalins tritt.

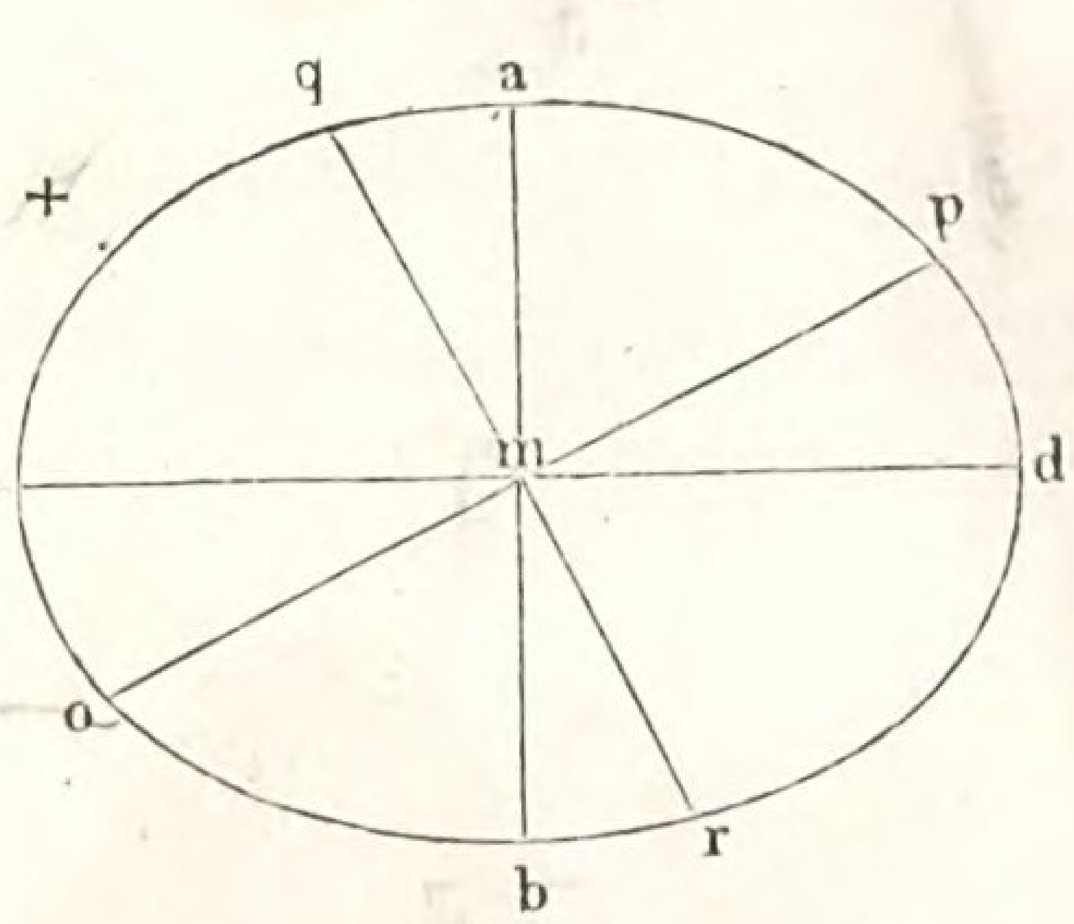
Man ersetzt einen der beiden Krystalle *k* durch einen Glasplattensatz oder man benutzt an Stelle des zweiten Krystalls einen geneigten Glasspiegel; man erhält im Wesentlichen wieder dieselben Erscheinungen, nur dass das Erlöschen der Bilder kein vollständiges ist.

Alle diese Versuche lassen sich mit dem Apparate Fig. 413 oder ähnlichen Vorrichtungen zur Ausführung bringen; sollen sie gut gelingen, so ist Sonnenlicht, elektrisches oder Drummond'sches Licht erforderlich.

143 **Erklärung der doppelten Brechung durch die Vibrationstheorie.** Um die bisher besprochenen Erscheinungen der doppelten Brechung zu erklären, nimmt man an, dass in allen doppeltbrechenden Krystallen die Elasticität des Aethers, durch dessen Vibrationen sich die Lichtstrahlen fortpflanzen, nicht nach allen Richtungen dieselbe sei.

Stellen wir durch ab, Fig. 444, die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Axe eines positiven Krystalls, durch cd die Elasticität rechtwinklig zur optischen Axe dar; beschreiben wir ferner eine Ellipse, deren kleine Axe ab, deren grosse Axe aber cd ist, denken wir uns alsdann die ganze Figur um die Axe ab umgedreht, so entsteht ein Umdrehungsellipsoid, welches das Gesetz darstellt, nach welchem sich die Elasticität des Aethers nach verschiedenen Richtungen ändert. Dieses Umdrehungsellipsoid führt den Namen der Elasticitätsoberfläche; und zwar ist es die Elasticitätsoberfläche für einaxige positive Krystalle.

Fig. 444.



In diesem Sinne stellt Fig. 445 das Modell der Elasticitätsoberfläche eines optisch einaxigen positiven Krystalls dar.

Bei negativen Krystallen ist die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Axe grösser als nach jeder anderen Richtung, ein Minimum aber nach allen Richtungen, welche auf der optischen Axe rechtwinklig stehen. Wenn in der Ellipse, Fig. 447, ab die Elasticität des Aethers nach der Richtung der optischen Axe in einem einaxigen negativen Krystalle, cd aber die Elasticität des Aethers rechtwinklig zur optischen Axe darstellt, so entsteht durch Umdrehung dieser Ellipse um die grosse Axe ab die Elasticitätsoberfläche einaxiger negativer Krystalle.

Fig. 446 stellt das Modell der Elasticitätsoberfläche eines optisch einaxigen negativen Krystalls dar.

Jede durch den Mittelpunkt m der Elasticitätsoberfläche gelegte Ebene schneidet dieselbe in einer Ellipse, welche um so mehr einem Kreis sich nähert, je weniger der Winkel, welchen die schneidende Ebene mit der optischen Axe macht, von einem rechten verschieden ist.

Fig. 448 stellt den Durchschnitt der Elasticitätsoberfläche eines einaxigen (positiven) Krystalls mit einer durch ihren Mittelpunkt m gelegten Ebene dar. qr ist die kleine, cd ist die grosse Axe der Durchschnittsellipse (dass in unserer Figur cd kleiner ist als qr, rührt daher, dass cd, als rechtwinklig zu der Bildfläche stehend, verkürzt erscheint,

Fig. 445.

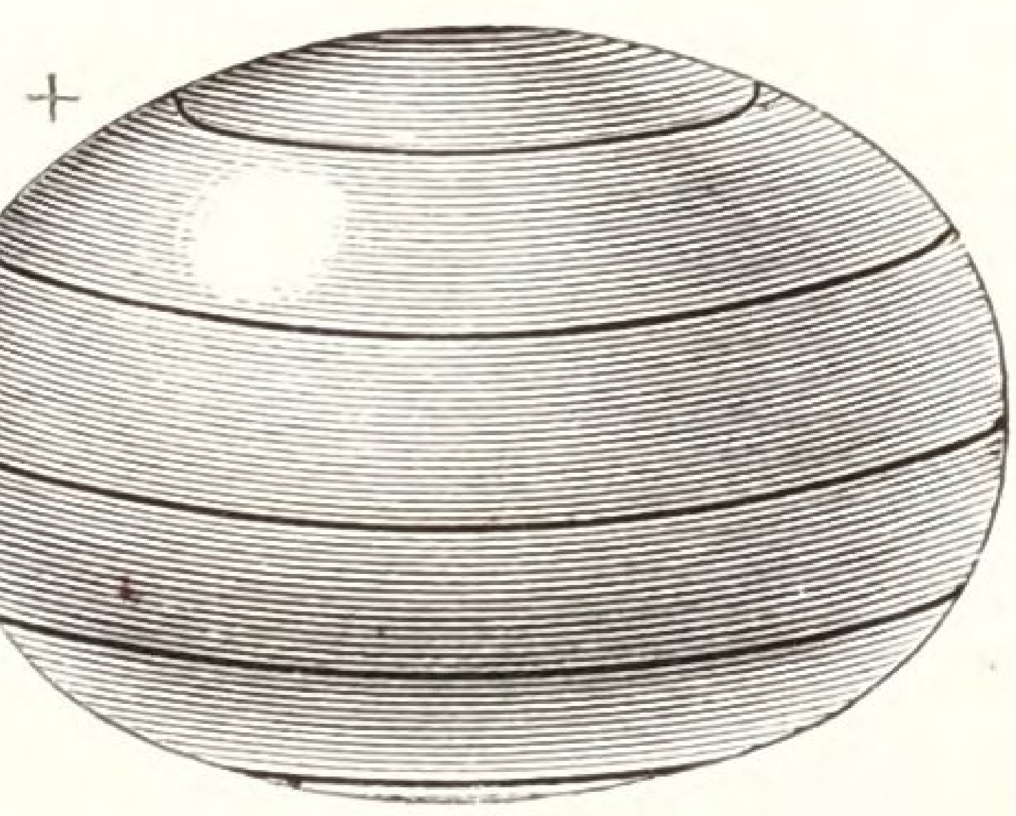
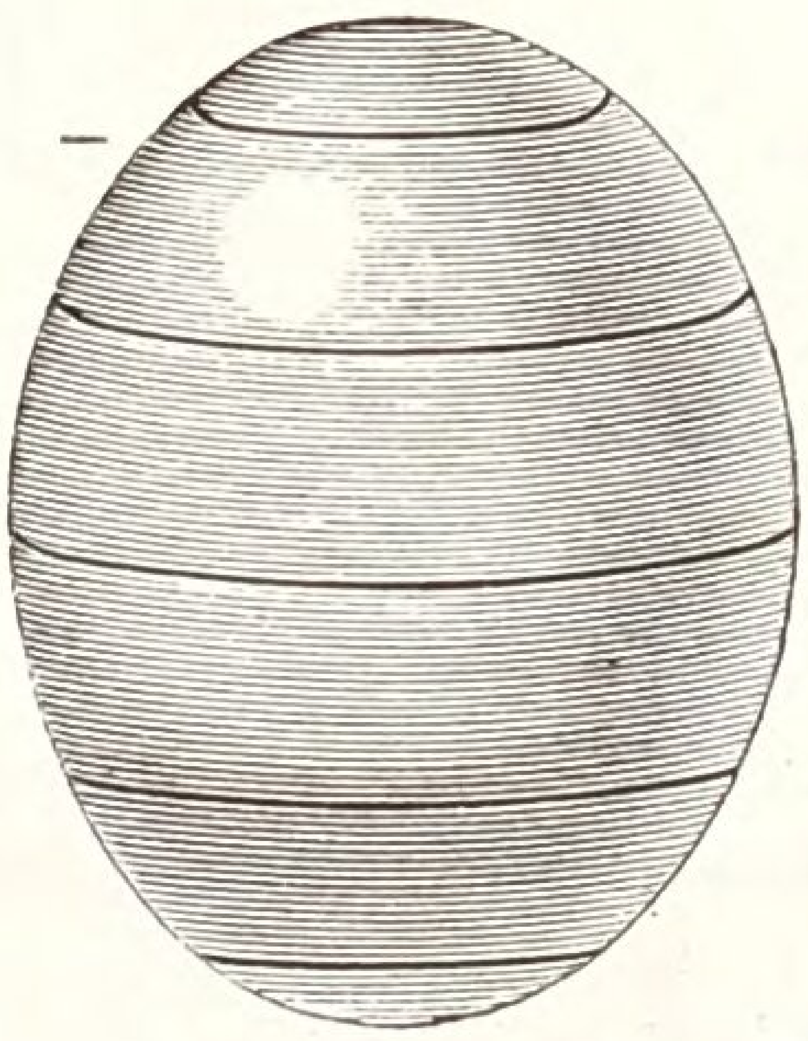


Fig. 446.



während qr, als in der Bildfläche liegend, unverkürzt bleibt; cd ist gleich dem Aequatorialdurchmesser des Ellipsoids Fig. 445).

Fig. 447.

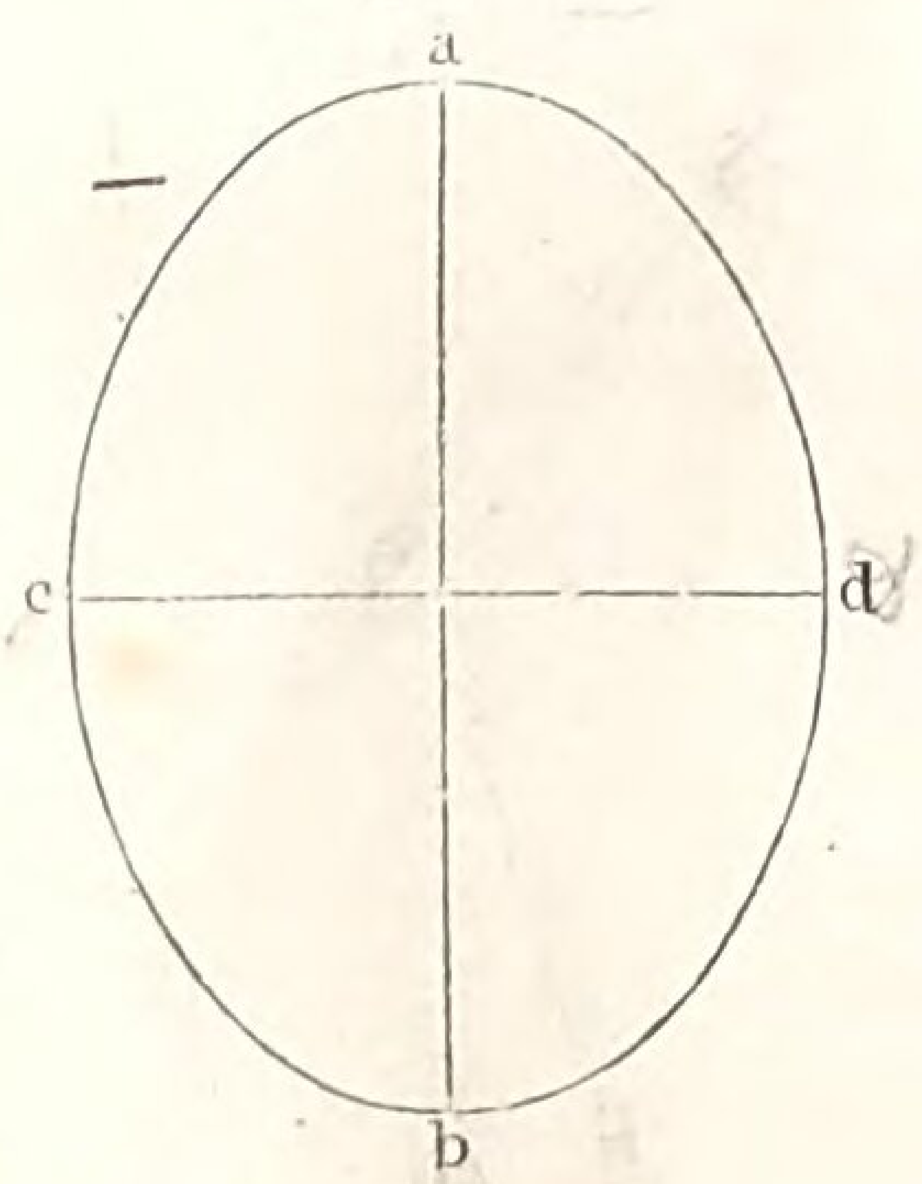
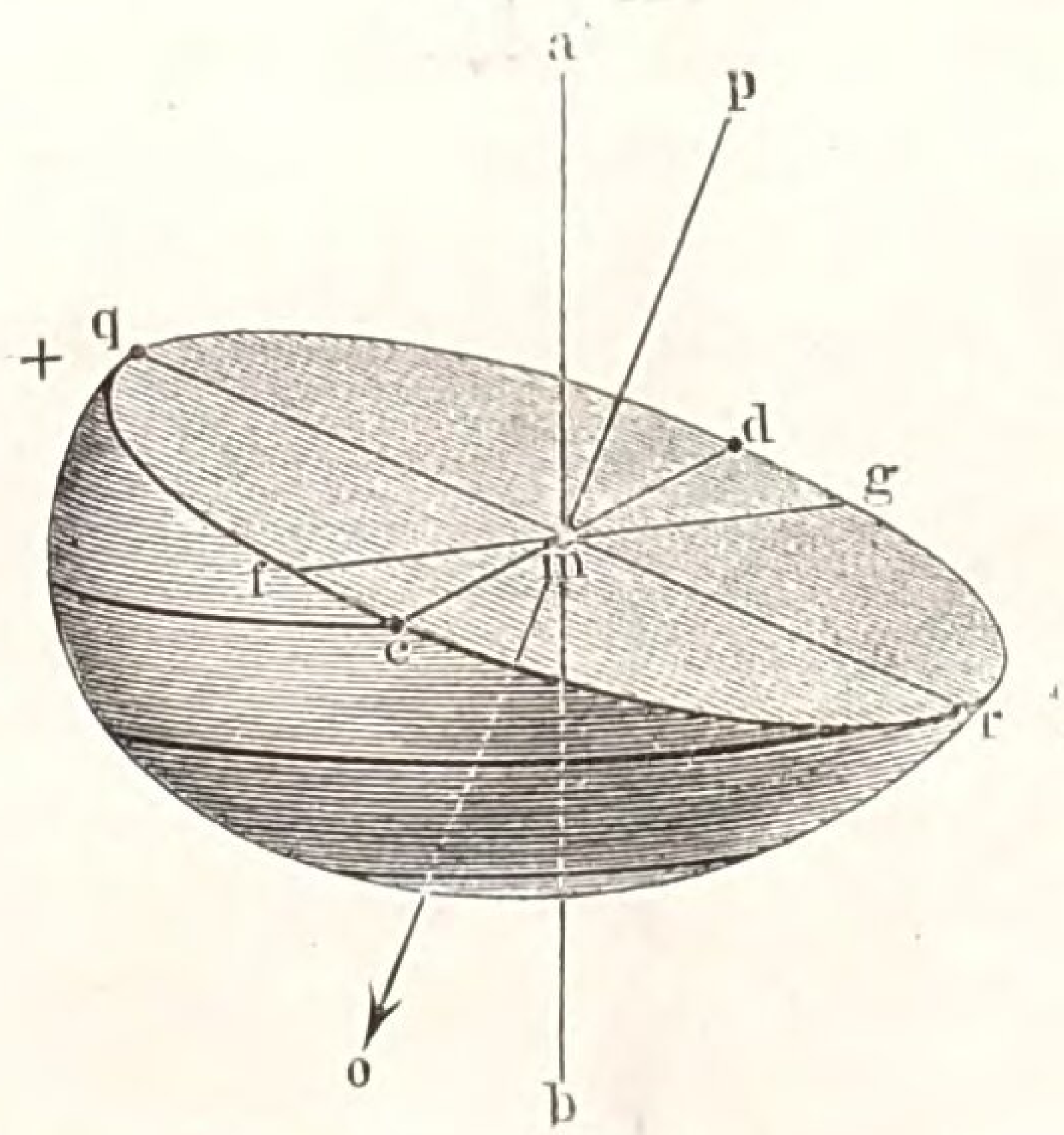


Fig. 448.



Für Lichtstrahlen, welche sich in der Richtung po, rechtwinklig zur Ebene $qdrc$ im Krystall fortpflanzen, ist die durch po und die Axe ab gelegte Ebene der Hauptschnitt. Dieser Hauptschnitt schneidet die Ellipse $qdrc$ in der Linie qr. Nach dem vorigen Paragraphen ist qr die Schwingungsrichtung für die extraordinären Strahlen, welche sich in der Richtung po durch den Krystall fortpflanzen.

Die grosse Axe *cd* des elliptischen Schnittes, welche auf dem eben bezeichneten Hauptschnitt rechtwinklig steht, ist die Schwingungsrichtung der ordinären Strahlen, welche sich in der Richtung *op* durch den Krystall fortpflanzen.

qr ist die Richtung der kleinsten, *cd* ist die Richtung der grössten Elasticität in der rechtwinklig auf *po* stehenden Ebene.

Danach können wir das Gesetz der Polarisation durch doppeltbrechende Krystalle in folgender Weise aussprechen: Die Schwingungen, welche einen Lichtstrahl innerhalb eines doppeltbrechenden Krystalls fortpflanzen, finden nur nach der Richtung der kleinsten und nach der Richtung der grössten Elasticität der zur Richtung des Strahles normalen Ebene statt.

Es bleibt uns jetzt noch übrig, den Grund zu suchen, warum die Schwingungen, welche einen Strahl innerhalb eines doppeltbrechenden Krystalls fortpflanzen, nur nach diesen beiden Richtungen und nicht nach irgend einer zwischenliegenden stattfinden können.

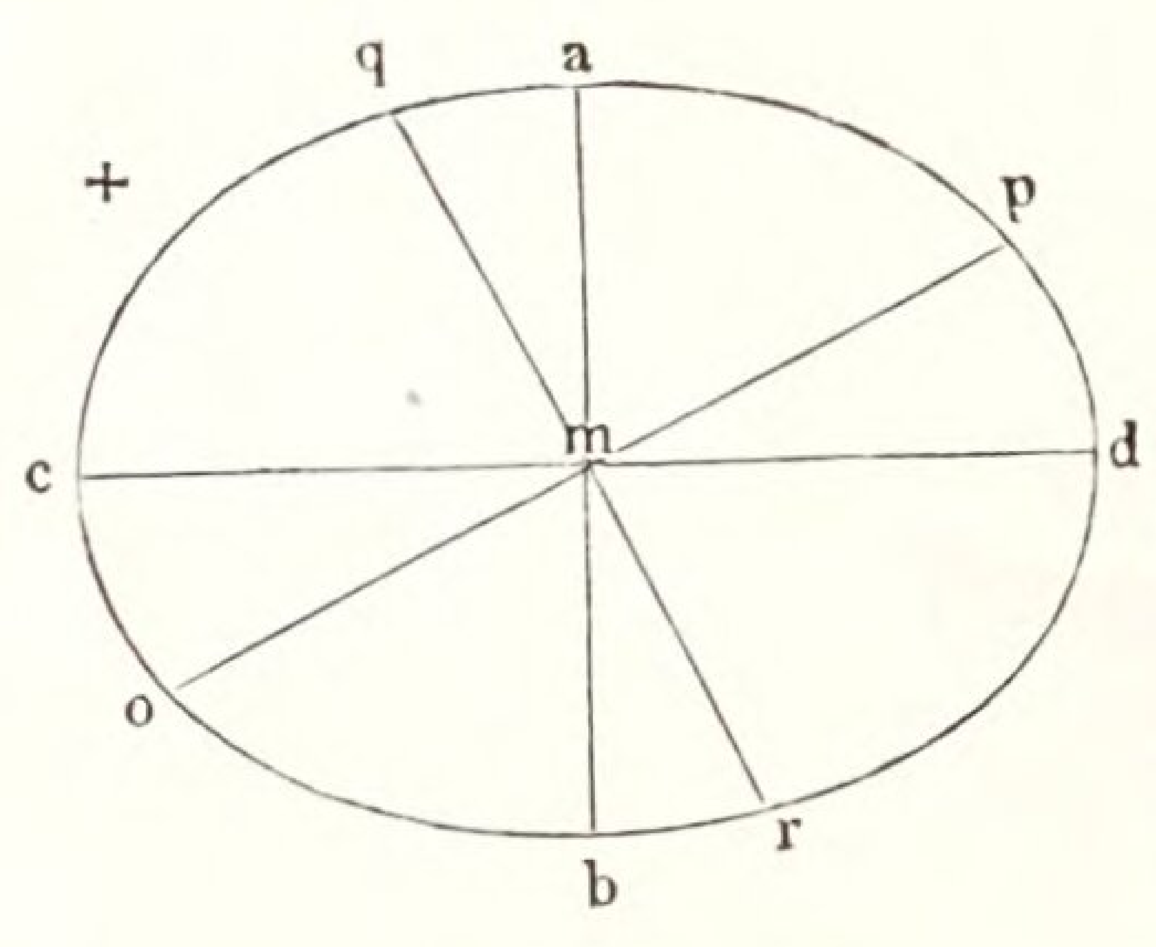
Nehmen wir an, das Aethertheilchen *m*, Fig. 448, welches auf der Oberfläche eines doppeltbrechenden Krystalls sich befinden mag, dessen Axe die Richtung *ab* hat, werde durch die einfallenden Strahlen so afficirt, dass es nach der Richtung *fg* oscillirt, so kann man sich seine Vibrationsintensität in zwei Seitenkräfte zerlegt denken, von denen die eine nach *cd*, die andere nach *qr* gerichtet ist.

Weil nun aber die Elasticität des Aethers im Krystall nach der Richtung *cd* ein Maximum ist, und weil sich deshalb auch die Vibrationen, welche parallel mit *cd* sind, im Krystall schneller fortpflanzen als alle anderen, so wird sich auch die nach *cd* gerichtete Composante der in der Richtung *fg* stattfindenden Vibration des Theilchens *m* am schnellsten im Krystall fortpflanzen. Ein im Innern des Krystalls auf dem Wege der gebrochenen Strahlen in einiger Entfernung von *m* befindliches Aethertheilchen wird also von einer parallel mit *cd* gerichteten Bewegung eher ergriffen werden als von irgend einer anderen, es wird sich also zunächst im Innern des Krystalls ein Strahlenbündel bilden müssen, welches durch Schwingungen fortgepflanzt wird, die mit *cd* parallel sind. Ein zweites, langsamer sich fortpflanzendes Strahlenbündel wird alsdann durch Vibrationen gebildet, welche, durch die zweite Composante der einfallenden Strahlen erzeugt, parallel mit *qr* stattfinden.

144 **Construction der Wellenoberflächen einaxiger Krystalle.** Wir haben oben in §. 139 die Wellenoberfläche einaxiger Krystalle aus den Brechungsquotienten des ordinären und extraordinären Strahles für verschiedene Richtungen, also gleichsam empirisch construirt; wir müssen nun noch zeigen, wie sie sich auch aus der Elasticitätsoberfläche, also theoretisch, ableiten lässt.

Betrachten wir zunächst einen optisch einaxigen positiven Krystall. Welches auch die Richtung *po*, Fig. 449, eines ordinären Strahles im Krystall sein mag, so sind die Schwingungen, welche ihn fortpflanzen, jederzeit rechtwinklig zur Axe. Da aber rechtwinklig zur Axe nach allen Seiten hin die Elasticität des Aethers dieselbe ist, so werden sich auch die ordinären Strahlen nach allen Richtungen hin mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen ist also eine Kugel, deren Diameter gleich dem Aequatorialdurchmesser der Elasticitätsoberfläche zu nehmen ist.

Fig. 449.



Für einen extraordinären Strahl, welcher sich rechtwinklig zur optischen Axe, also in der Richtung *cd*, Fig. 449, fortpflanzt, sind die Vibrationen der optischen Axe parallel, und da *ma*, die halbe kleine Axe der Ellipse, die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Axe darstellt, so stellt die Länge *ma* auch die Geschwindigkeit dar, mit welcher die extraordinären Strahlen sich rechtwinklig zur Axe fortpflanzen.

Ebenso stellt *mq*, die Hälfte des Ellipsendurchmessers *qr*, die Geschwindigkeit dar, mit welcher sich ein extraordinärer Strahl in der Richtung *po*, rechtwinklig zu *qr*, fortpflanzt.

Diese Geschwindigkeit wird um so grösser, je kleiner der Winkel wird, welchen die Richtung des extraordinären Strahles *po* mit der optischen Axe des Krystalles macht.

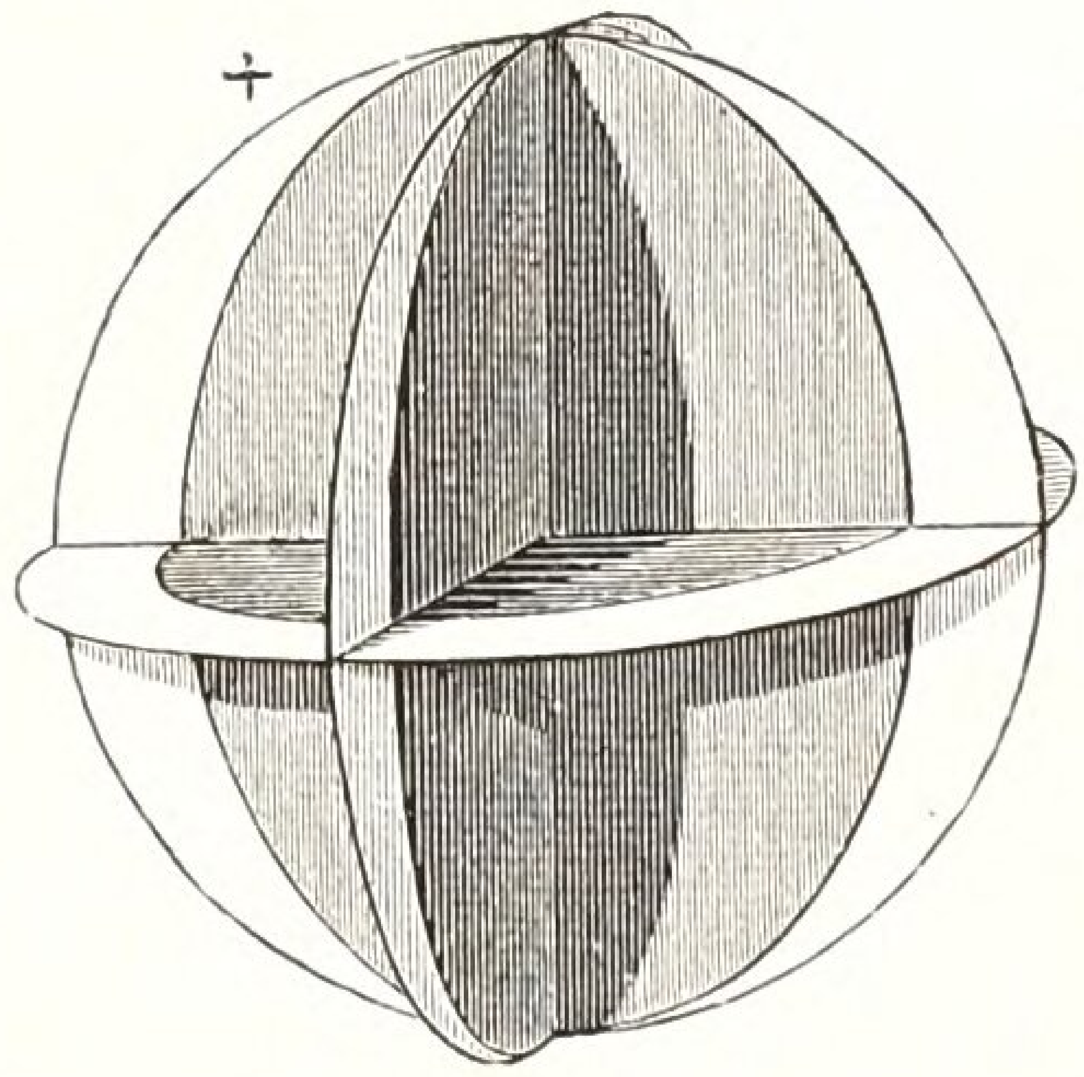
In der Richtung der optischen Axe selbst ist endlich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der extraordinären Strahlen *mc*, d. h. gleich der der ordinären.

Fassen wir das eben Gesagte zusammen, so ergiebt sich, dass die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen eines einaxig positiven Krystalls ein Umdrehungsellipsoid ist, dessen mit der optischen Axe zusammenfallender Polardurchmesser gleich ist dem Aequatorialdurchmesser der entsprechenden Elasticitätsoberfläche, während der Aequatorialdurchmesser der extraordinären Wellenoberfläche gleich ist dem Polardurchmesser der entsprechenden Elasticitätsoberfläche. Kurz, aus der Elasticitätsoberfläche einaxig positiver Krystalle ergiebt sich die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen sowohl als auch der extraordinären, wie sie durch das Modell Fig. 450 (a. f. S.) dargestellt ist.

In gleicher Weise lässt sich die Wellenoberfläche der ordinären und

extraordinären Strahlen in einaxig negativen Krystallen aus dem Durchschnitt der Elasticitätsoberfläche, Fig. 447, ableiten*).

Fig. 450.



145 **Doppeltbrechende Prismen als polarisirende Apparate, Prismen von Senarmont, Rochon, Wollaston und Nicol.** Die doppeltbrechenden Krystalle eignen sich besonders gut zur Herstellung polarisirten Lichtes; da sie aber, vom Turmalin abgesehen, stets zwei senkrecht auf einander polarisirte Strahlenbündel austreten lassen, welche ganz oder theilweise über einander greifen, so muss auf irgend eine Weise eine Trennung und Isolirung der letzteren bewerkstelligt werden.

Am einfachsten kann dieser Zweck durch Anbringung einer Blendung erreicht werden, welche eine so kleine Oeffnung frei lässt, dass durch dieselbe immer nur Eins der beiden parallelen Strahlenbündel, das ordentliche oder das ausserordentliche, hindurchgehen kann.

Fig. 451 zeigt eine solche Einrichtung im Durchschnitt. Das Kalkspathrhomboëder k ist mittelst Kork in eine Messinghülse gefasst, deren Enden mit Diaphragmen verschlossen sind, welche nur kleine runde Oeffnungen besitzen. Je nach der Stellung der zweiten Oeffnung gegen die erste dringt entweder nur der ordentliche Strahl ao (Fig. 451) oder nur der ausserordentliche Strahl ae hindurch. Bei dieser wie bei den folgenden Figuren ist zur Erleichterung der Uebersicht durch die Schraffirung die Richtung der optischen Axe angedeutet; falls letztere

*) Während des Druckes dieses Bogens erschien von E. Lommel (Sitzungsbericht der physik. medic. Societät in Erlangen, 11. Febr. 1878) eine Abhandlung unter dem Titel „Theorie der Doppelbrechung“, worin im Anschlusse an die „Theorie der (normalen und anomalen) Dispersion“ desselben Verfassers der Versuch gemacht wird, so wie die Brechung und Farbenzerstreuung auch die Doppelbrechung aus der Annahme zu erklären, dass Aether und Körpertheilchen durch Reibung auf einander einwirken. Die aus E. Lommel's „Reibungstheorie“ abgeleiteten numerischen Resultate stimmen mit denen Fresnel's nahe überein; überdies verspricht sich der Autor von seiner neuen Theorie die Beseitigung mehrerer bisheriger Schwierigkeiten und eine sowohl einfachere als auch umfassendere Erklärung der so complicirten Erscheinungen der Doppelbrechung.

auf der Zeichnungsebene senkrecht steht, wird dies durch Punktirung, wie in Fig. 452, ausgedrückt.

Sollen die beiden Strahlenbündel nicht theilweise über einander fallen, so darf die Breite der Oeffnungen nur ungefähr $\frac{1}{10}$ von der Länge

Fig. 451.

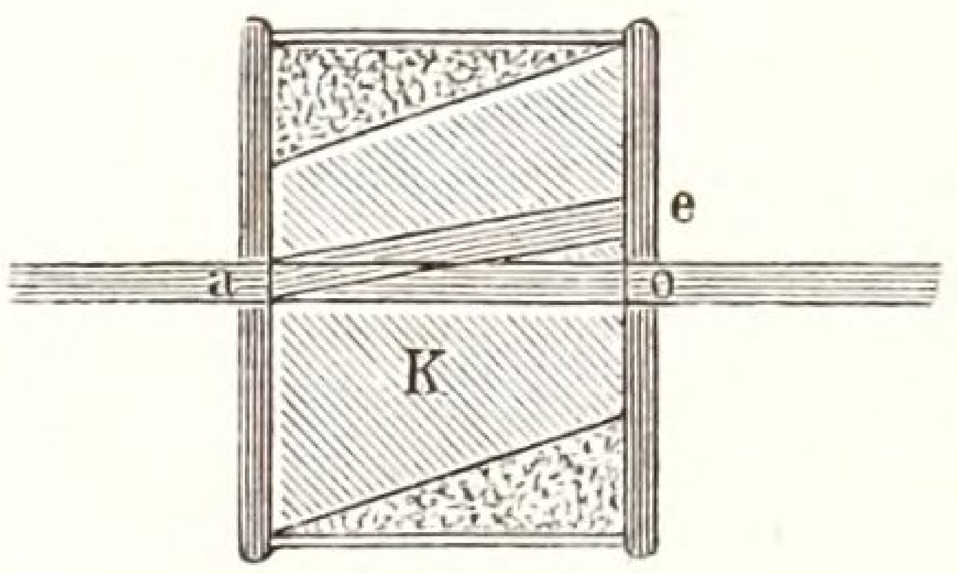
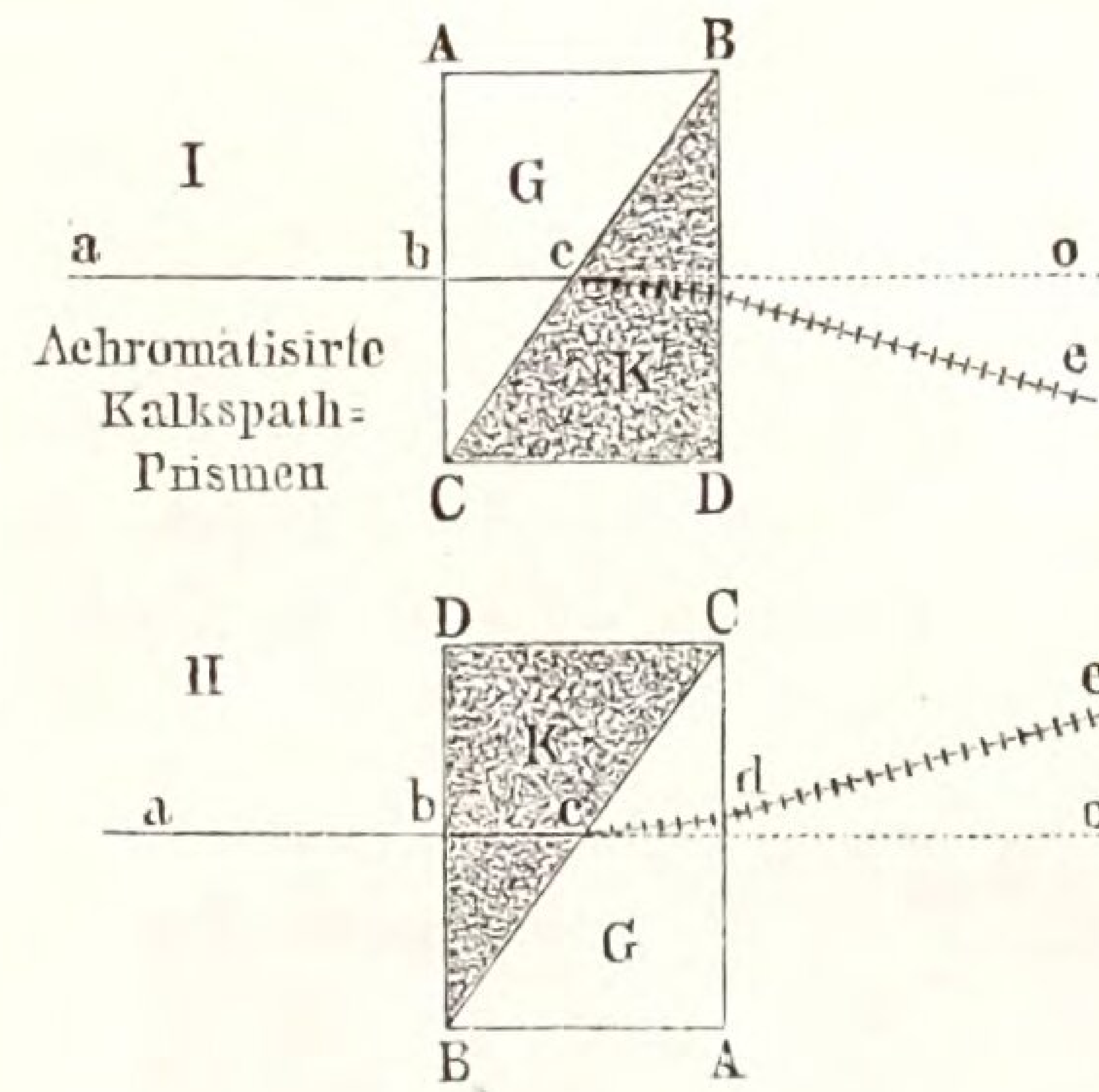


Fig. 452.



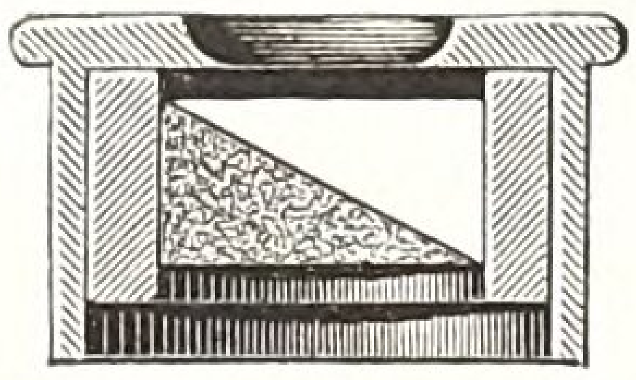
des Kalkspaths betragen. Wollte man also ein grösseres Gesichtsfeld erreichen, so müsste man sehr lange Kalkspathkrystalle verwenden, welche sehr kostspielig wären.

Das achromatisirte Kalkspathprisma ist bestimmt, diesen Zweck auf vollkommenere und billigere Weise zu erreichen. Dasselbe besteht, wie Fig. 452 I und II zeigt, aus einer Combination zweier rechtwinkliger Prismen, deren eines aus Kalkspath mit der optischen Axe parallel zur Kante, das andere aus einer Glassorte besteht, deren mittlerer Brechungsquotient möglichst nahe dem des ausserordentlichen Strahles 1·48 ist.

Die Schwingungsrichtungen der polarisirten Lichtstrahlen sind in dieser, wie in den folgenden Figuren durch die Zeichnung angedeutet. Der ausserordentliche, senkrecht zur Zeichnungsebene schwingende Strahl *ce* geht unabgelenkt hindurch, der ordentliche *cdo*, dessen Brechungsquotient im Glase kleiner als im Kalkspathe ist, wird bei I zum Einfallslothe, beim umgekehrten Prisma II vom Einfallslothe gebrochen und tritt in der Richtung *do* aus. Seine Schwingungen erfolgen in der Zeichnungsebene. Die Divergenz der austretenden Strahlen ermöglicht somit eine vollständige Trennung derselben unter Benutzung des ganzen Prismenquerschnittes. Es ist leicht einzusehen, dass der Winkel $ACB = CBD$ verschiedene Grösse haben kann und dass hiervon auch die Divergenz der austretenden Strahlen abhängig ist. Falls der Brechungsquotient des Glases, wie meist der Fall, etwas grösser als 1·48 ist, kann dies dadurch corrigirt werden, dass man den Winkel ACB etwas kleiner nimmt als CBD.

Fig. 453 zeigt ein solches Prisma in einer messingenen Fassung, mittelst welcher dasselbe an Nörrenberg's Apparat als Analyseur aufgesteckt werden kann.

Fig. 453.



Ein mit den beiden eben beschriebenen Apparaten verwandtes Instrument ist Haidinger's Lupe, welche wegen einer später zu besprechenden Verwendung auch dichroskopische Loupe genannt wird.

Fig. 454 giebt einen Verticaldurchschnitt und eine Ansicht der Bodenplatte dieses Instrumentes. Es besteht aus einem etwas langen Kalkspathrhomboëder mit angesetzten Glasprismen *a* und *b*, deren Endflächen senkrecht auf die Längskanten des Rhomboëders gerichtet sind. Diese Combination ist mittelst Kork in eine Messinghülse gefasst, welche an beiden Enden geschlossen ist. Die Bodenplatte enthält eine quadratische Oeffnung von ungefähr $2\frac{1}{2}$ mm Seitenlänge. Die obere Endplatte enthält eine oder zwei Convexlinsen, deren Brennweite gerade so gross ist, dass man zwei scharfe Bilder der quadratischen Oeffnung dicht neben einander erblickt, wenn man, die Linse dicht vors Auge haltend, in den Apparat hineinschaut.

Fig. 454.

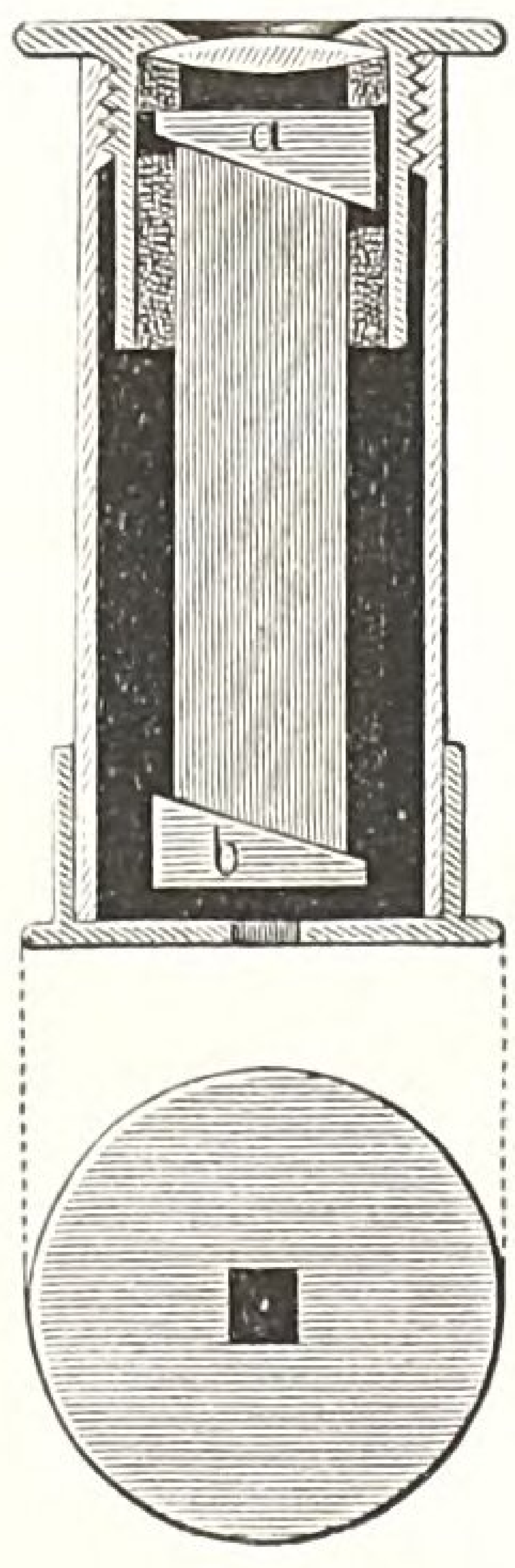


Fig. 455.

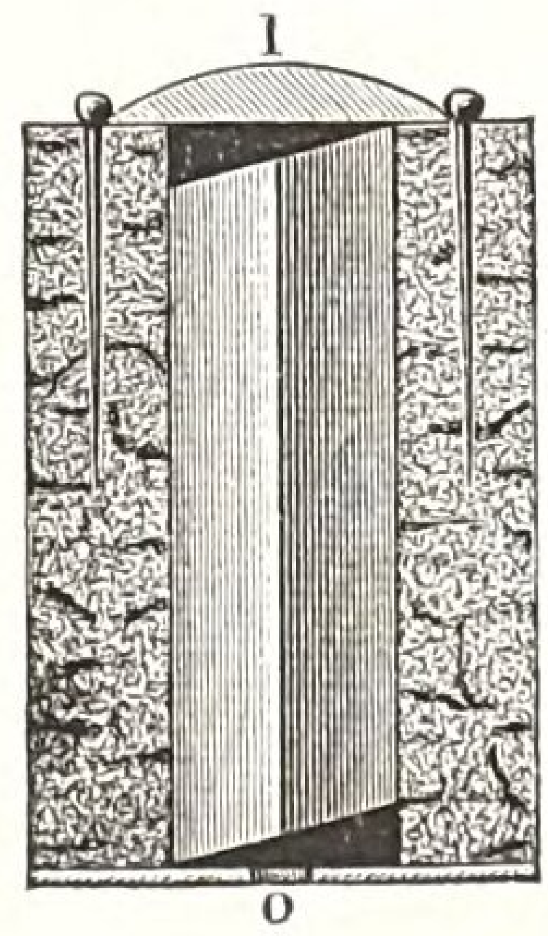


Fig. 456.

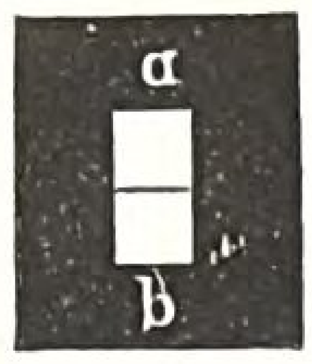


Fig. 457.



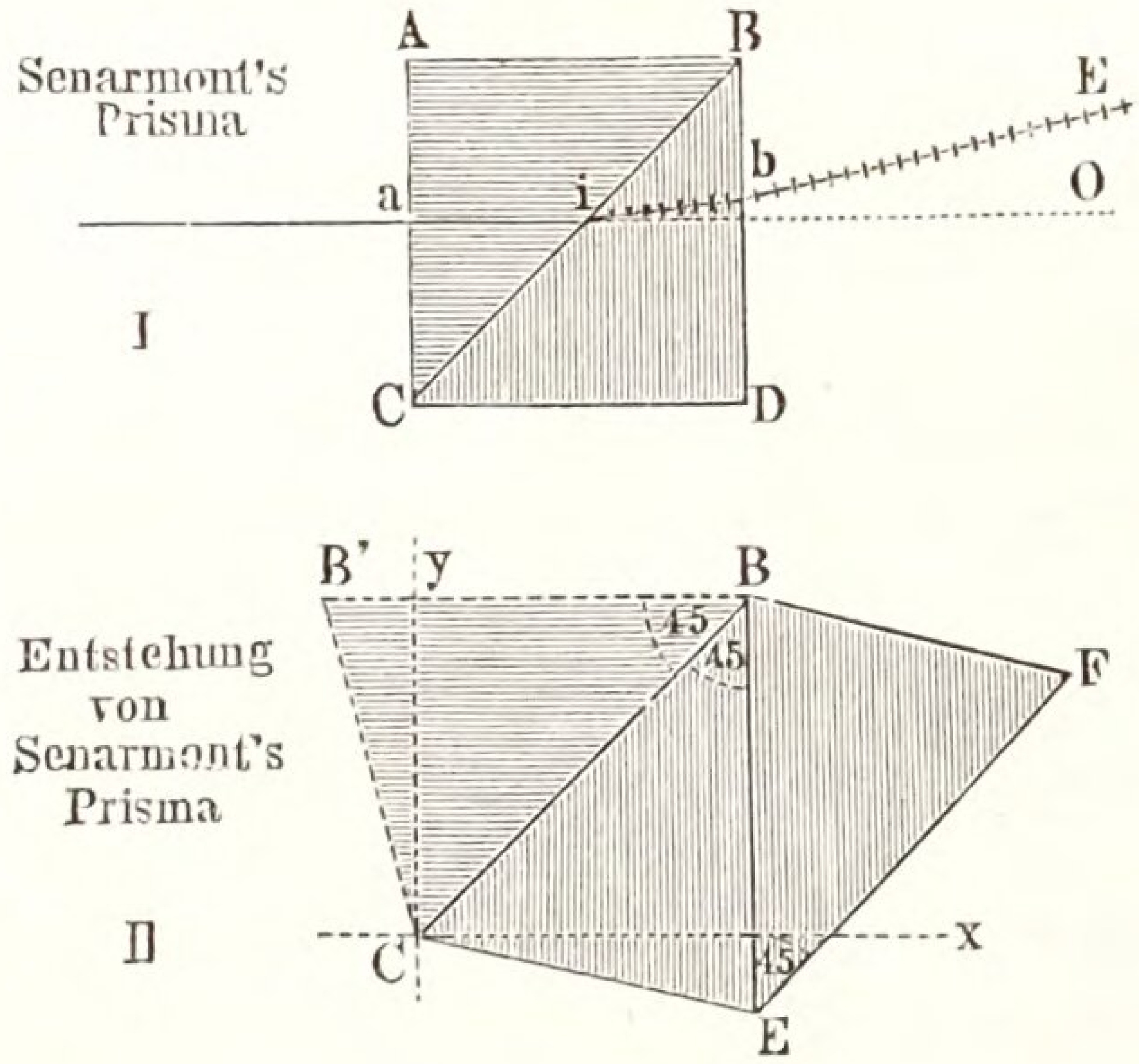
Fig. 455 stellt eine solche Loupe in der einfachen Ausführung, die ihr Nörrenberg gegeben, vor. Der Kalkspath ist in einen Kork gesteckt, dessen Unterseite mittelst eines Kartenblattes mit quadratischer Oeffnung, dessen Oberseite durch eine mit Stecknadeln befestigte Planconvexlinse geschlossen ist. Die quadratische Oeffnung soll so gross sein, dass sich deren Doppelbilder eben berühren, wie Fig. 456 andeutet. Geringe Spuren polarisirten Lichtes lassen sich nun dadurch erkennen, dass beim Drehen der Loupe die Bilder verschiedene Helligkeit (Fig. 457) annehmen, während bei vollständig polarisirtem Lichte Eins der Bilder ganz verdunkelt wird.

Ein vollkommen achromatischer Lichtstrahl kann durch diese Prismencombination nicht erreicht werden, weil die partielle Dispersion des Glases nicht genau mit der des Kalkspaths übereinstimmt. Man erreicht dies jedoch durch

Das Senarmont'sche Prisma, dessen Durchschnitt in Fig. 458 I, dessen Herstellung durch Figur 458 II dargestellt ist. Die optische

Axe BE bildet mit den Spaltungsflächen BC, EF eines Kalkspathrhomboëders einen Winkel von 45⁰ (genau 45⁰ 23′). Schneidet man demnach durch die Axe senkrecht auf die Ebene des Hauptschnitts den Krystall entzwei und kittet das Stück BEF so an die Fläche BC an, dass die Ecke E auf B, F auf C und B nach B' zu liegen kommt, so erhält man die Combination $B'BEC$, in welcher die optischen Axen der Bestandtheile (sehr nahe) auf einander senkrecht stehen, wie auch die Schraffirung andeutet. Schneidet man dann noch nach Cy und Cx Flächen, so erhält man das oberhalb abgebildete Senarmont'sche Prisma, bei welchem übrigens der Winkel $ACB = CBD$ nicht nothwendig $= 45^0$ gemacht werden muss.

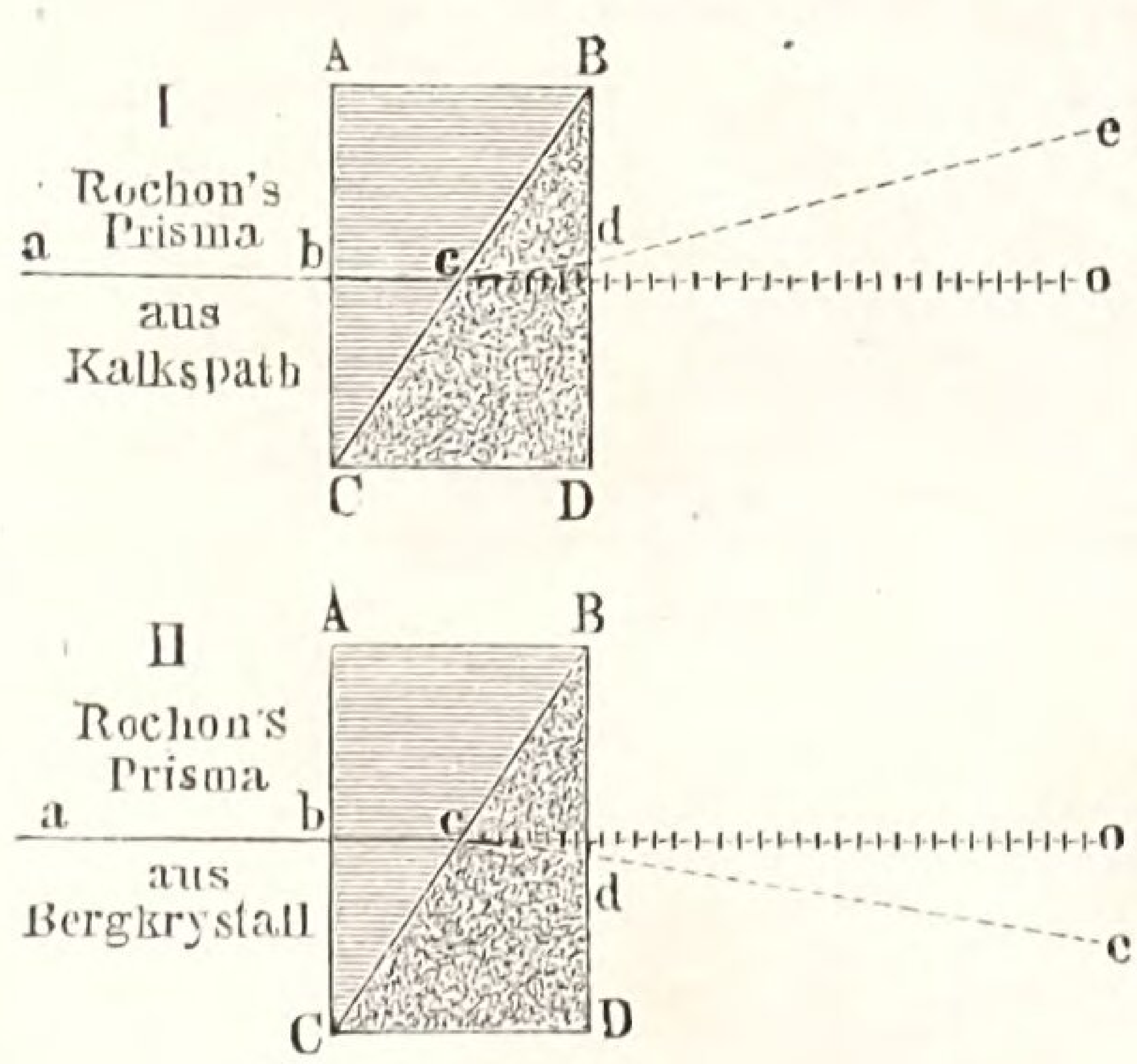
Fig. 458.



Ein Strahl natürlichen Lichtes ai zerspaltet sich bei i in zwei senkrecht auf einander polarisirte Strahlen. Der ordentliche geht, weil er im neuen Mittel denselben Brechungsquotienten besitzt, in der Richtung io ungebrochen und unzerstreut hindurch, der ausserordentliche wird in der Richtung ibe abgelenkt.

Rochon's Prisma, Fig. 459 unterscheidet sich vom vorigen dadurch, dass die optische Axe im Theile BCD senkrecht auf der Zeichnungsebene, also parallel den Prismenkanten, geht, wie die Schraffirung andeutet. Dasselbe wird meistens aus Bergkrystall gefertigt. Bei dem aus Kalkspath gefertigten (Fig. 459 I) ist der Verlauf der Strahlen derselbe wie beim Senarmont'schen (Fig. 458 I), nur sind die Schwingungsrichtungen der beiden Strahlen vertauscht.

Fig. 459.



Beim Rochon'schen Prisma aus Bergkrystall (Fig. 459 II) tritt für den

extraordinären Strahl statt einer Brechung vom Einfallslothe eine solche zum Einfallslothe auf, weil bei dieser Substanz der Brechungsquotient des extraordinären Strahls der grössere ist. Die Divergenz der Strahlen ist unter übrigens gleichen Umständen geringer, weil die Brechungsquotienten beider Strahlen beim Quarz einander näher stehen als beim Kalkspath. Um den Divergenzwinkel zu berechnen, muss man kennen den Winkel $ACB = CBD$, den Brechungsquotienten für den ordinären Strahl n (im Quarz $= 1{\cdot}548$), denselben für den extraordinären Strahl n' (im Quarz $= 1{\cdot}558$). Bezeichnen wir Einfall- und Brechungswinkel für die innere Trennungsfläche mit i und r, für die Austrittsfläche mit i' und r', so ist

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin ACB}{\sin r} = \frac{n'}{n} \quad \text{und} \quad \frac{\sin i'}{\sin r'} = \frac{\sin (ACB - r)}{\sin r'} = \frac{1}{n'}.$$

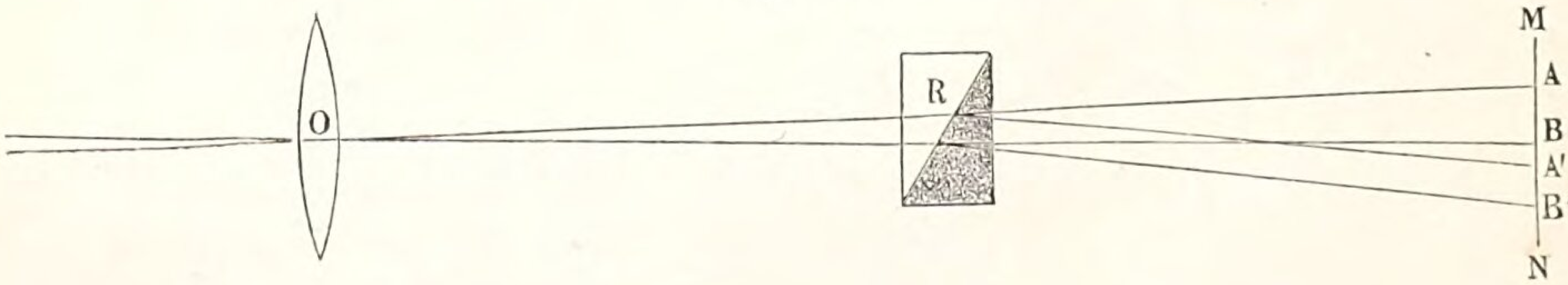
Rechnet man aus der ersten Gleichung r und substituirt in der zweiten, so findet man r' und dies ist der gesuchte Divergenzwinkel. Für $ACB = 30^0$ z. B. findet man auf diese Weise $r' = 0^0\ 19'\ 30''$.

Ein auf der Austrittsseite der Strahlen befindliches Auge sieht demnach durch das Rochon'sche Prisma hindurch jeden Gegenstand doppelt und zwar erscheinen die correspondirenden Punkte des Gegenstandes unter dem Gesichtswinkel r', der für ein und dasselbe Prisma constant bleibt.

Diese Eigenschaft lässt eine sinnreiche Anwendung des Rochon'schen Prismas als Mikrometer und als Distanzmesser zu.

Zu diesem Zwecke wird das Prisma in einem Fernrohr zwischen Objectiv und Bildebene in der Weise angebracht, dass es längs der Fernrohraxe verschoben und seine Lage an der Aussenseite des Instrumentes abgelesen werden kann. Stellt O in Fig. 460 das Objectiv des Fernrohrs, R das Prisma, MN die Bildebene dar, so entsteht in der letztern ausser dem gewöhnlichen reellen Bilde AB eines aufrechten Objectes noch ein zweites verschobenes $A'B'$. Der Abstand dieser beiden Bilder, also der Abstand $AA' = BB'$ hängt nun offenbar von dem Abstande zwischen R und MN, den wir mit d bezeichnen, ab und ist diesem proportional. Bei einem gewissen Betrage von d wird daher AA'

Fig. 460.



$= AB$ werden und dabei B und A' in Einen Punkt zusammenfallen. Bei hinlänglich grosser Distanz des anvisirten Objectes fällt die Bild-

ebene nahe genug mit dem Brennpunkte zusammen, so dass man annähernd setzen darf:

$$f \,.\, tang\, A\,O\,B = A\,B,$$

wo f die Brennweite des Objectivs bedeutet, ferner gilt ebenfalls mit grosser Annäherung:

$$d \,.\, tang\, r' = A\,A' = A\,B,$$

wo r' die frühere Bedeutung hat. Hieraus folgt:

$$tang\, A\,O\,B = d \cdot \frac{tang\, r'}{f} = d \,.\, k,$$

wo k eine Constante des Instrumentes ist, welche nur Einmal bestimmt zu werden braucht.

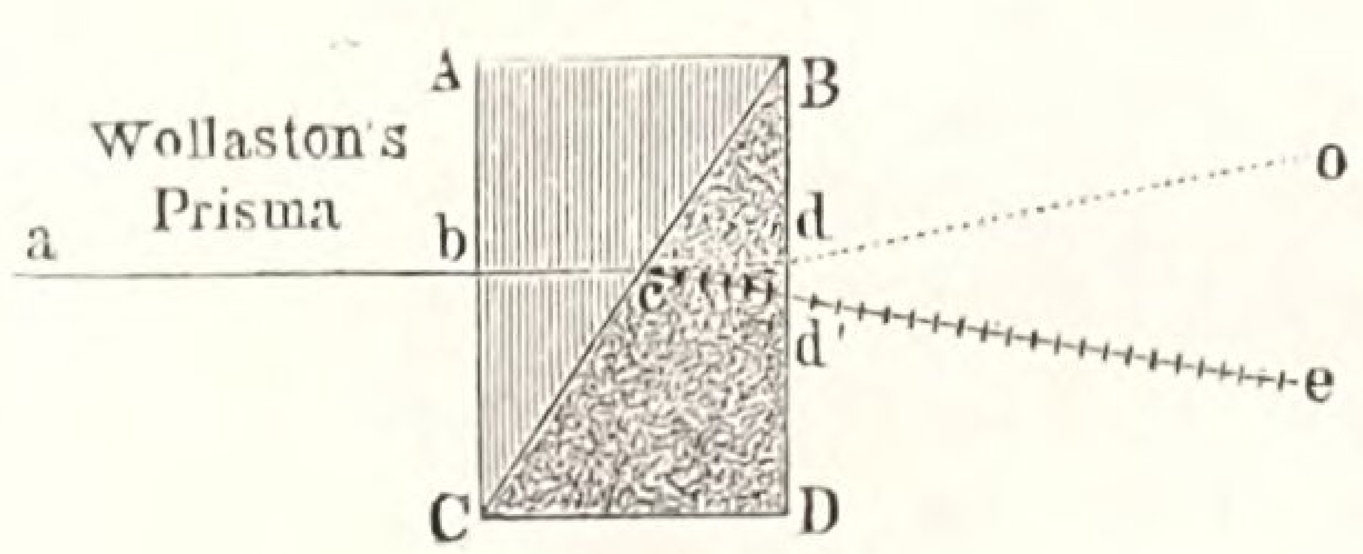
Liest man also am Instrumente den Abstand d ab, für welchen B mit A' zusammenfällt und multiplicirt mit k, so erhält man direct die Tangente des Winkels $A\,O\,B$, d. i. den Gesichtswinkel, unter dem das Object einem in O befindlichen Auge erscheint; dies erklärt die Anwendung als Mikrometer. Dient nun als Object eine senkrechte Visirlatte bekannter Länge l, so ist $\frac{l}{tang\, A\,O\,B} = \frac{l}{d\,.\,k} = D$ die Distanz der Visirlatte vom Objectiv.

In dieser Weise dient also das Rochon'sche Prisma als Distanzmesser.

Benutzt man stets die gleiche Visirlatte, so ist $\frac{l}{k}$ ebenfalls constant und man kann daher zur grösseren Bequemlichkeit die Einrichtung so treffen, dass die zu messende Distanz direct an der Aussenseite des Instruments abgelesen werden kann.

Wollaston's Prisma, Fig. 461, ist aus zwei Kalkspathprismen zusammengesetzt und unterscheidet sich von Rochon's Prisma nur durch die Lage der optischen Axe in dem Theile $A\,B\,C$, welcher, wie die Schraffirung andeutet, senkrecht auf die Prismenkante und parallel der Fläche $A\,C$ gerichtet ist. Die Axe des Theils $C\,B\,D$ ist, wie bei Rochon's Prisma, senkrecht auf die Zeichnungsebene, also den Prismenkanten parallel liegend.

Fig. 461.

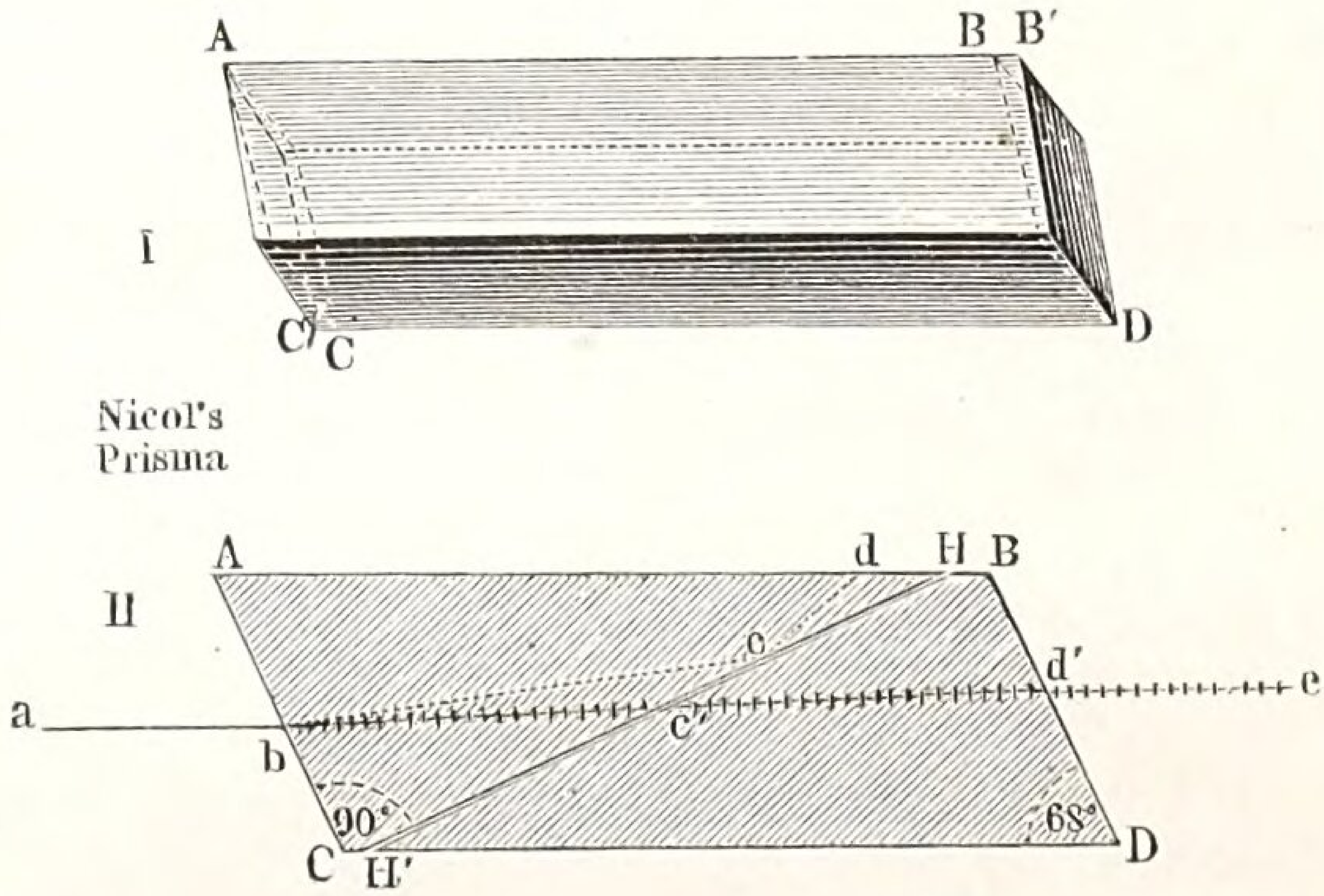


Ein natürlicher Lichtstrahl $a\,b$ wird bei b in zwei senkrecht zu einander polarisirte Strahlen zerlegt, welche bis c zwar in gleicher Richtung aber mit verschiedener Geschwindigkeit sich fortpflanzen. Bei c wird der ordentliche zwischen b und c senkrecht auf die Axe schwingende Lichtstrahl vom Einfallslothe gebrochen, weil er im Medium $C\,B\,D$ längs der Axe schwingend, also mit grösserer Geschwindigkeit seinen

Weg fortsetzen muss, der von *b* bis *c* vorgedrungene ausserordentlich parallel der Axe schwingende Strahl dagegen, wird bei *c* zum Einfallslothe gebrochen, weil er von da an senkrecht auf die Axe schwingend, also mit geringerer Geschwindigkeit sich fortpflanzen muss. Die Strahlen wechseln also gewissermaassen ihre Stelle und treten beide nach verschiedenen Seiten aus der ursprünglichen Richtung heraus. Die Divergenz ist daher die doppelte. Beide Bilder müssen spectral gefärbt erscheinen, da die Ablenkung für die verschiedenen Farben nicht gleich gross ist, während bei Rochon's und Senarmont's Prisma der ordentliche Strahl ganz ohne Dispersion austritt.

Nicol's Prisma, Fig. 462, unterscheidet sich von den bisher beschriebenen dadurch, dass es überhaupt nur Einen polarisirten und zwar

Fig. 462.



Nicol's Prisma

den ausserordentlichen Lichtstrahl austreten lässt. Dies wurde vom Erfinder, dem englischen Physiker Nicol, auf folgende sinnreiche Weise erreicht:

$AB'DC'$, Fig. 462 I, sei ein natürliches Kalkspathrhomboëder, dessen durch die Kanten AB' und $C'D$ gehende Hauptschnittebene in der Zeichnungsebene liegen möge. Die Flächen $B'D$ und AC' bilden mit den Kanten $C'D$ und AB' Winkel von 71°. Man schleift nun zunächst nach den Ebenen BD und AC neue Endflächen an, welche mit diesen Kanten Winkel von nur 68° einschliessen. $ABDC$, Fig. 462 II, sei nun der neue Durchschnitt durch die Eckpunkte. Nun wird senkrecht auf diese Ebene AD und zugleich senkrecht auf die neuen Endflächen AC und BD ein Schnitt HH' geführt, d. h. der Krystall zersägt und nach dem Poliren werden beide Stücke mittelst Canadabalsam wiederum zusammengekittet. Das Ganze wird dann meist mittelst Kork in eine Messinghülse gefasst.

Ein Lichtstrahl ab, der parallel oder doch nahe parallel mit AB auffällt, wird in zwei senkrecht auf einander polarisirte Strahlen zerlegt und letztere beide verschieden stark gebrochen. Der ordinäre Strahl bc

erleidet an der Balsamschichte, deren Brechungsquotient 1·54 ist, eine totale Reflexion nach *d* und wird dort an der geschwärzten Fläche absorbirt, der extraordinäre Strahl *bc'* tritt durch die Balsamschichte hindurch und verlässt bei *d'* das Prisma.

Die Endfläche eines Nicol'schen Prismas sammt Fassung ist in der Fig. 463 dargestellt. *PP* ist die Polarisationsebene, die darauf senkrechte Verbindungslinie der stumpfen Ecken der Raute ist (nach Fresnel's Annahme) die Schwingungsebene des austretenden polarisirten Strahls.

Grosse Nicols — so nennt man abgekürzter Weise die Nicol'schen Prismen — sind wegen ihrer Länge sehr kostbar. Das grösste und reinste bisher (von Tisley und Spiller) angefertigte Nicol'sche Prisma, welches von seinem Besitzer, W. Spottiswoode, auf der Exposition wissenschaftlicher Apparate in London 1876 ausgestellt war, hat $3\frac{1}{2}$ Zoll, also 9 cm im Durchmesser. Ein fast eben so grosses, achteckig zugeschnittenes von C. D. Ahrens hatte $3\frac{1}{4}$ Zoll oder 8 cm Durchmesser.

Foucault hat die Canadabalsamschichte durch eine dünne Luftschichte ersetzt und hierdurch erreicht, dass der Schnitt *HH'*, Fig. 464,

Fig. 463.

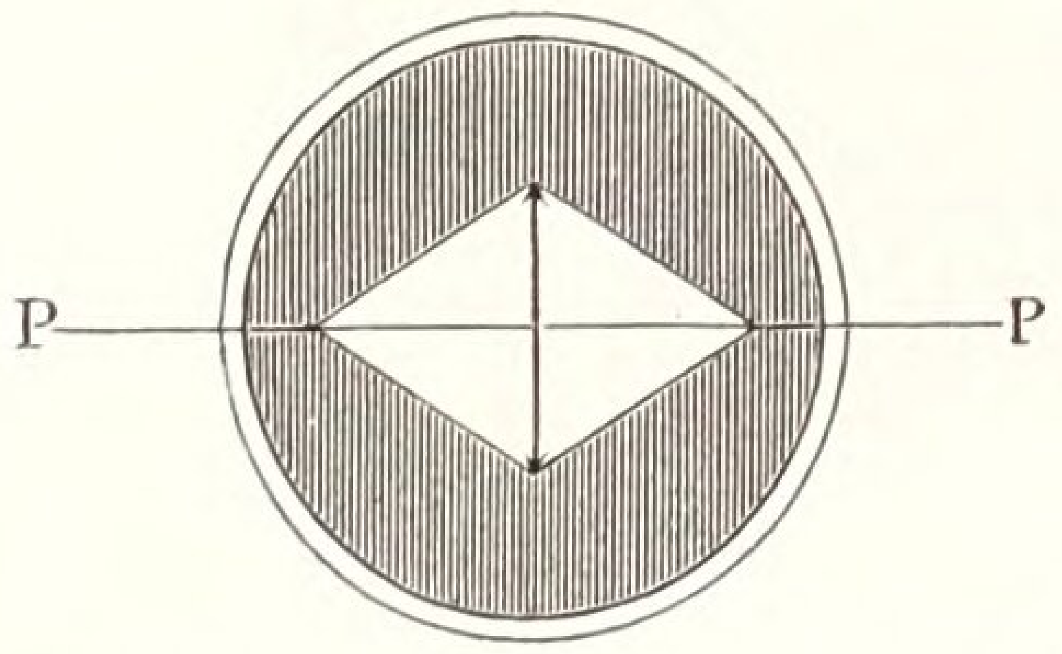
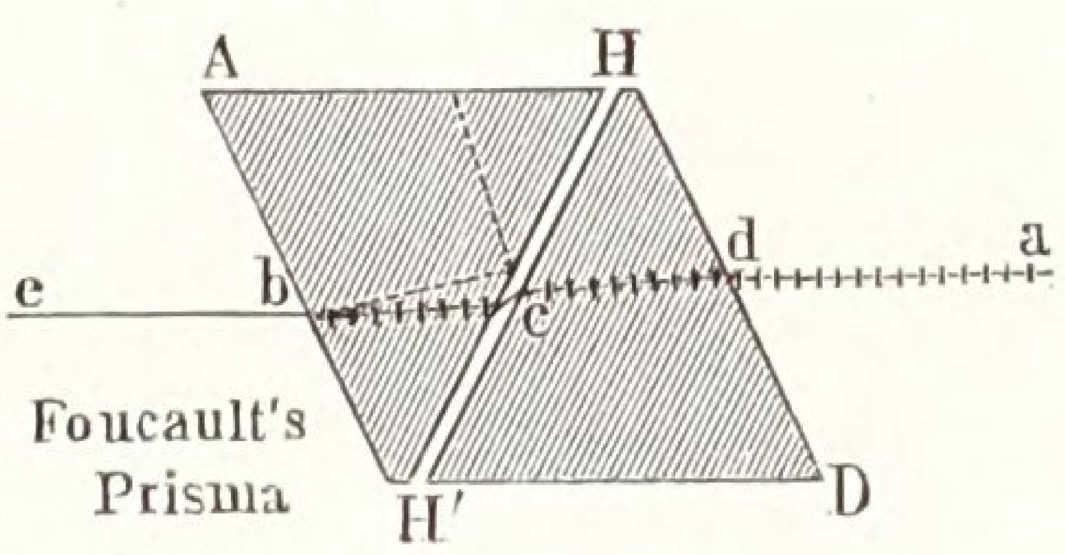


Fig. 464.



viel weniger schief zu führen ist, wodurch das Prisma viel kürzer, also auch billiger wird. Die beiden Prismen werden in ihrer gegenseitigen Stellung nur durch die Fassung festgehalten. Hassert (Pogg. Ann. CXIII) verwendet eine andere Kittmasse von einem Brechungsquotienten gleich dem des ausserordentlichen Strahls, wodurch der Winkel *AH'H* bis auf 81^0 verkleinert werden kann.

Jamin hat durch den Mechaniker H. Soleil in Paris einen Apparat construiren lassen, der das Nicol'sche Prisma zu ersetzen bestimmt ist. Ein kleines parallelepipedisches mit Schwefelkohlenstoff gefülltes Gefäss enthält eine dünne passend geneigte Kalkspathplatte. Auch hier wird der eine der beiden Strahlen durch totale Reflexion beseitigt.

Das Nicol'sche Prisma ist der wichtigste Bestandtheil der meisten Polarisationsapparate und dem Polarisationsspiegel wegen der vollständigeren Polarisation, dem Turmalin wegen des hellen Gesichtsfeldes vorzuziehen.

Zweiaxige Krystalle. In allen Krystallen, welche zu den drei 146
letzten Krystallsystemen gehören, giebt es zwei Richtungen, in welchen sich alle ebenen Wellen mit derselben Geschwindigkeit fortpflanzen oder,

mit anderen Worten, alle diese Krystalle haben zwei optische Axen. Fresnel, von welchem die Theorie der doppelten Brechung einaxiger Krystalle herrührt, deren Grundzüge bereits oben entwickelt worden sind, fand, dass die doppelte Brechung in zweiaxigen Krystallen anderen Gesetzen folgt; in den zweiaxigen Krystallen giebt es keinen ordinären Strahl mehr, d. h. keinen, welcher den Krystall nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit durchläuft; also keiner der beiden Strahlen, in welche ein einfallender Lichtstrahl bei seinem Eintritte in einen zweiaxigen Krystall gespalten wird, folgt den Gesetzen der gewöhnlichen Brechung.

Der Winkel, welchen die Richtungen der beiden optischen Axen mit einander machen, ist nicht für alle Krystalle derselbe, wie man aus der folgenden Tabelle ersehen kann.

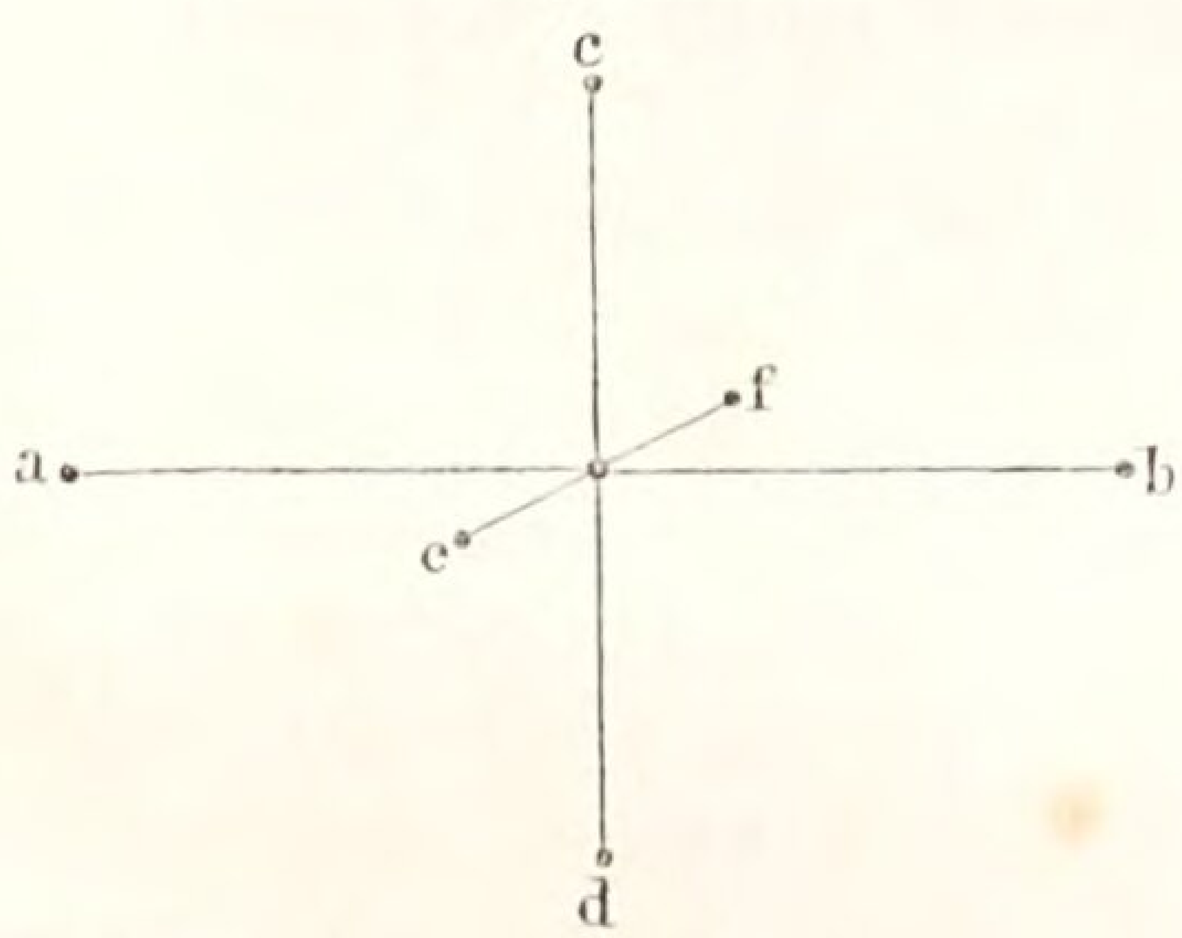
Namen der Krystalle.	Winkel der optischen Axen.
Kohlensaures Bleioxyd (Weissbleierz)	5° 15′
Salpeter	5 20
Talk	7 24
Arragonit	18 18
Cymophan	27 51
Titanit	30
Borax	28 42
Glimmer (einige Arten)	30 bis 37
Schwefelsaure Magnesia	37 24
Schwerspath	37 42
Ameisensaures Kupferoxyd	39
Stilbit	41 42
Schwefelsaures Magnesia-Ammoniak	51
Schwefelsaures Nickeloxyd	42 4
Kohlensaures Ammoniak	43 24
Schwefelsaures Zinkoxyd	44 4
Glimmer	45
Lepidolith	45
Benzoësaures Ammoniak	45 8
Schwefelsaures Ammoniak	49 41
Topas (von Brasilien)	49 bis 50
Zucker	50
Phosphorsaures Natron	55 20
Comptonit	56 6
Gyps	57 30
Salpetersaures Silberoxyd	62 16
Feldspath	64
Topas (von Aberdeen)	65
Schwefelsaures Kali	67
Kohlensaures Natron	70

Essigsaures Bleioxyd	70	25
Citronensäure	70	29
Weinsteinsäure	79	
Weinsteinsaures Kali-Natron (Seignettesalz) .	80	
Kohlensaures Kali	80	30
Cyanit	81	48
Chlorsaures Kali	82	
Epidot	84	19
Peridot	87	56
Schwefelsaures Eisenoxydul (Eisenvitriol) . .	90	

Diejenige Linie, welche den spitzen Winkel der beiden optischen Axen halbirt, heisst erste Mittellinie. Dagegen die Linie, welche den stumpfen Winkel halbirt, zweite Mittellinie. Die zu beiden Mittellinien senkrechte Richtung wird als Normale bezeichnet.

Gesetze der doppelten Brechung in zweiaxigen Krystallen. 147 Fresnel hat die Erscheinungen der doppelten Brechung in zweiaxigen Krystallen aus folgender Annahme über die Elasticität des Aethers abgeleitet: die Elasticität des Aethers ist in zweiaxigen Krystallen weder nach allen Richtungen dieselbe, wie dies bei einfach brechenden Mitteln der Fall ist, noch giebt es in denselben eine Axe, um welche herum die Elasticität des Aethers ganz symmetrisch ist, wie bei den einaxigen Krystallen. Es stelle in Fig. 465 ab die grösste Elasticität in einem zweiaxigen Krystalle dar, so steht die Axe der kleinsten Elasticität cd rechtwinklig auf derselben; rechtwinklig zur Ebene dieser beiden Axen ist nun die Elasticität des Aethers kleiner als in der Richtung ab, und grösser als in der Richtung cd; wir wollen die Axe ef die Axe der mittleren Elasticität nennen; sie erscheint in unserer Figur verkürzt.

Fig. 465.



Denken wir uns über diese drei Axen ein Ellipsoid beschrieben, so kann man mit Hülfe desselben das Gesetz, nach welchem sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlen mit der Richtung ändert, also die Form der Wellenoberfläche für zweiaxige Krystalle nach folgender, von Fresnel gegebener Regel entwickeln: Wenn man durch den Mittelpunkt des Ellipsoids eine Ebene gelegt denkt, so ist der Durchschnitt derselben mit dem Ellipsoid stets eine Ellipse; errichtet man nun in der Mitte des elliptischen Schnittes ein Perpendikel auf der Ebene desselben, trägt man auf demselben die Länge der grossen und der kleinen Axe des elliptischen Schnittes auf, so sind diese beiden Längen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der beiden Strahlen in der Richtung

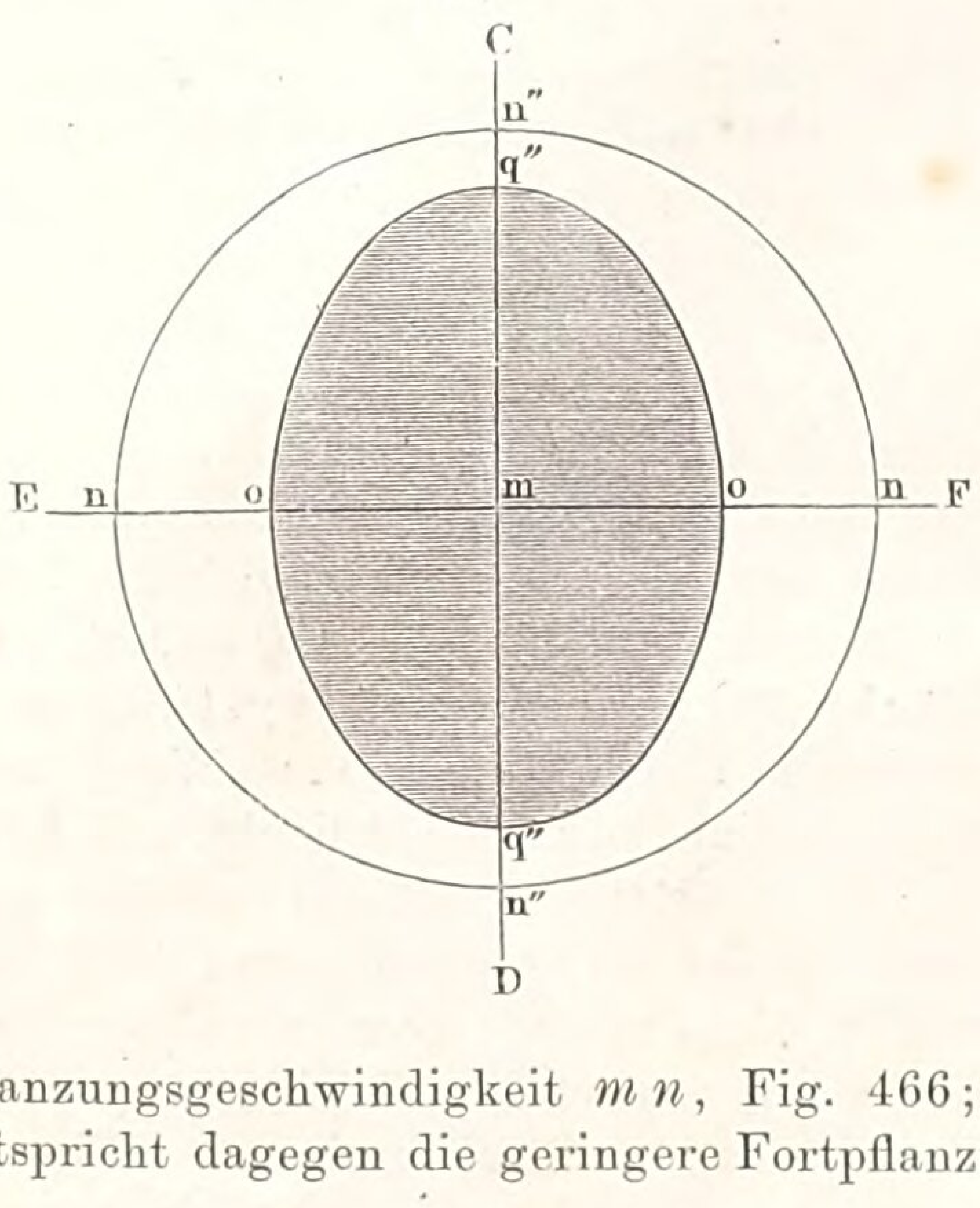
dieses Perpendikels. Hier mag es genügen, die Durchschnitte der Wellenoberfläche mit den drei Ebenen zu bestimmen, welche man durch je zwei der drei Elasticitätsaxen legen kann.

Wir wollen der Reihe nach das Gesetz der Fortpflanzungsgeschwindigkeit für beide Strahlen innerhalb der Ebene der Elasticitätsaxen *cd* und *ef*, dann innerhalb der Ebene der Axen *ef* und *ab* und endlich innerhalb der Ebene der Axen *ab* und *cd*, oder, mit anderen Worten, die Durchschnitte der Wellenoberfläche mit der Ebene der Axen *cd* und *ef*, *ab* und *ef*, *ab* und *cd* bestimmen.

Wenn sich ein Lichtstrahl nach irgend einer Richtung im Krystalle fortpflanzt, welche in die Ebene der Axen *cd* und *ef* fällt, so geht der auf der Richtung des Strahles rechtwinklig durch den Mittelpunkt des Ellipsoids gelegte Schnitt jedenfalls durch die Axe *ab* der grössten Elasticität; jede durch die Axe *ab* gelegte Ebene schneidet aber das Ellipsoid in einer Ellipse, deren grosse Axe *ab* ist; nach allen in die Ebene der Axen *cd* und *ef* fallenden Richtungen können sich also Strahlen fortpflanzen, deren Vibrationen mit der Axe *ab* parallel sind; diese Strahlen durchlaufen nun sämmtlich den Krystall mit gleicher, der Elasticität *ab* entsprechenden Geschwindigkeit; zieht man um den Durchschnittspunkt der Linien *CD* und *EF*, Fig. 466, einen Kreis, dessen Halbmesser *mn* gleich $1/_2$ *ab*, Fig. 465, so ist dies der Durchschnitt der durch die Axen *cd* und *ef* gelegten Ebene mit einem Theile der Wellenoberfläche.

Nach denselben Richtungen pflanzen sich aber auch Strahlen fort, deren Vibrationen rechtwinklig zur Axe *ab* stattfinden. Betrachten wir zunächst einen Strahl, der sich in der Richtung der Axe *ef* fortpflanzt; ein durch den Mittelpunkt des Ellipsoids rechtwinklig auf *ef* gelegter Schnitt schneidet dasselbe in einer Ellipse, deren grosse Axe *ab*, deren kleine Axe aber *cd* ist; die Vibrationen, welche einen Strahl in der Richtung der Axe *ef* fortpflanzen, sind also entweder mit *ab* oder mit *cd* parallel; der Vibrationsrichtung *ab* entspricht, wie wir schon gesehen haben, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit *mn*, Fig. 466; der Vibrationsrichtung *cd* entspricht dagegen die geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit *mo* (die

Fig. 466.



Länge mo müssen wir gleich $\frac{1}{2}\,cd$ machen, wenn $mn = \frac{1}{2}\,ab$); es ist dies die geringste Geschwindigkeit, mit welcher sich irgend ein Strahl im Krystalle fortpflanzen kann, weil cd die kleinste Elasticitätsaxe ist; mn hingegen ist die grösste Fortpflanzungsgeschwindigkeit, weil ab die grösste Elasticitätsaxe ist.

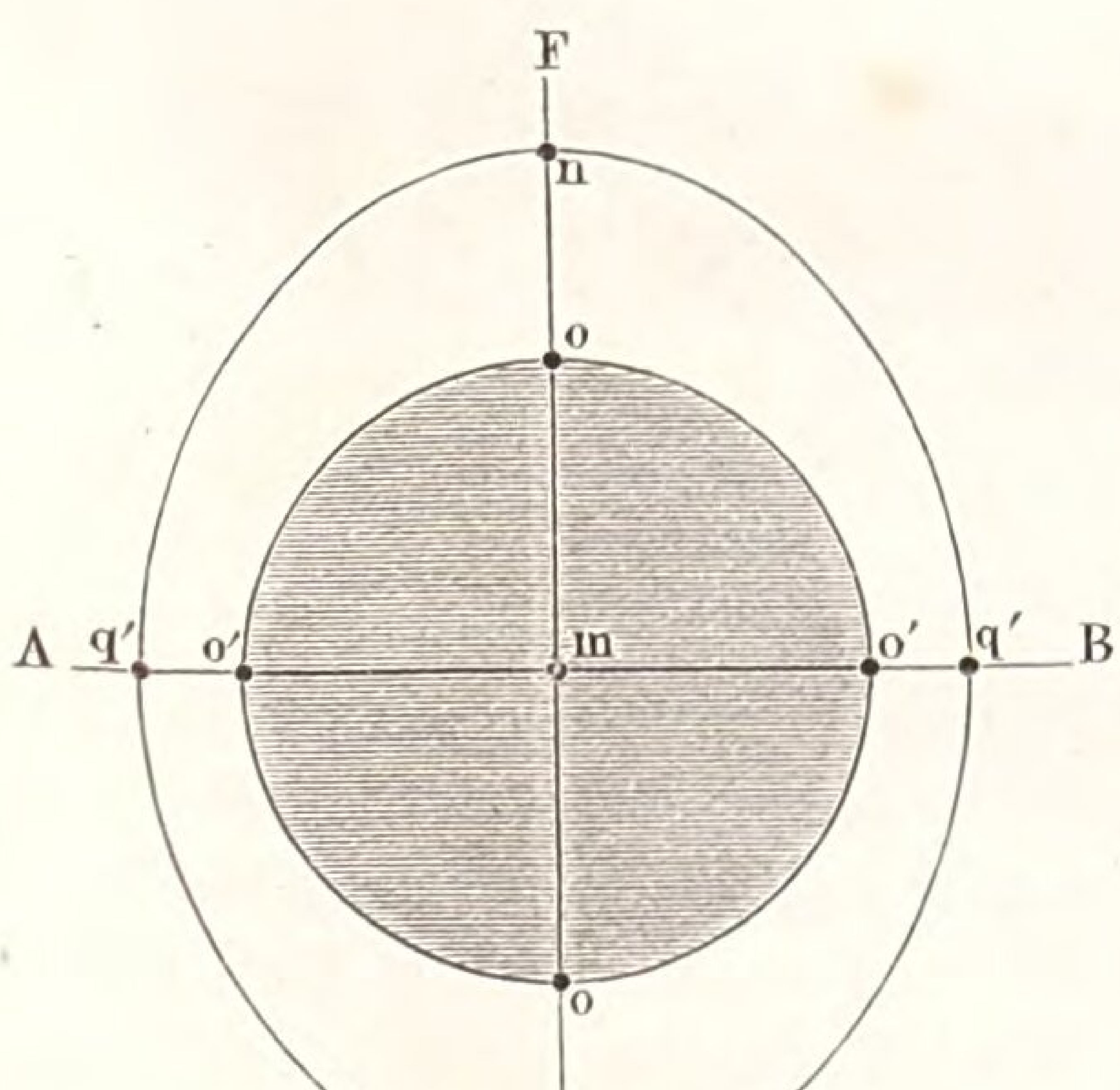
In der Richtung der Elasticitätsaxe cd, Fig. 465, wird ein Lichtstrahl entweder durch Vibrationen fortgepflanzt, welche parallel mit ab sind, und dann ist seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich $mn'' = mn$, Fig. 466, oder die Schwingungen, welche einen Strahl in der Richtung cd fortpflanzen, sind parallel mit ef, und dann ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich mq'', gleich $\frac{1}{2}\,ef$.

In einer Richtung, die innerhalb des Winkels liegt, welchen die Axen cd und ef mit einander machen, ist begreiflicher Weise die Fortpflanzungsgeschwindigkeit solcher Strahlen, deren Vibrationen auf ab rechtwinklig sind, kleiner als mq'' und grösser als mo. Beschreibt man um den Punkt m eine Ellipse, deren Halbaxen mo und mq'' sind, so giebt uns eine von m zu irgend einem Punkte des Umfanges dieser Ellipse gezogene Linie die Geschwindigkeit an, mit welcher sich in der Richtung dieser Linie ein Lichtstrahl bewegt, dessen Vibrationen rechtwinklig auf der Axe der grössten Elasticität sind.

Diese Ellipse und der mit dem Halbmesser mn um dieselbe gezogene Kreis stellen uns also den Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer Ebene dar, welche durch die mittlere und die kleinste Elasticitätsaxe gelegt ist.

Durch ähnliche Betrachtungen findet man nun auch den Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer durch die mittlere und die grösste Elasticitätsaxe gelegten Ebene. Dieser Durchschnitt (Fig. 467) besteht ebenfalls aus einem Kreise und einer Ellipse, hier ist aber der Kreis ganz von der Ellipse eingehüllt.

Fig. 467.



Nach allen Richtungen der durch ef und ab, Fig. 465, gelegten Ebene können Strahlen durch Vibrationen fortgepflanzt werden, welche mit der Axe cd, der Axe der kleinsten Elasticität, parallel sind; diese Strahlen pflanzen sich nach allen Seiten mit derselben Ge-

schwindigkeit fort, welche der Vibrationsrichtung *cd* zukommt; der Halbmesser *mo* des Kreises der Fig. 467 ist deshalb gleich $^1/_2$ *cd* in Fig. 465. In der Richtung der Elasticitätsaxe *ab* werden aber auch Strahlen fortgepflanzt, deren Schwingungen parallel mit *ef* sind, deshalb ist in Fig. 467 $mq = {}^1/_2\, ef$ der Fig. 465 gemacht. In der Richtung der Axe *ef* pflanzen sich aber, wie wir schon wissen, auch Strahlen fort, deren Schwingungen parallel mit *ab* sind, deren Geschwindigkeit also gleich *mn* ist.

Der Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer Ebene, welche durch die Axe der grössten und der kleinsten Elasticität geht, besteht ebenfalls aus einer Ellipse und einem Kreise. Die kleine Axe der Ellipse ist gleich mo', Fig. 468, die grosse gleich mn'', der Radius des Kreises gleich *mq*, weil in der Ebene der Elasticitätsaxen *ab* und *cd* nach allen Richtungen Strahlen durch Vibrationen fortgepflanzt werden können, die mit der mittleren Elasticitätsaxe parallel sind.

Fig. 468.

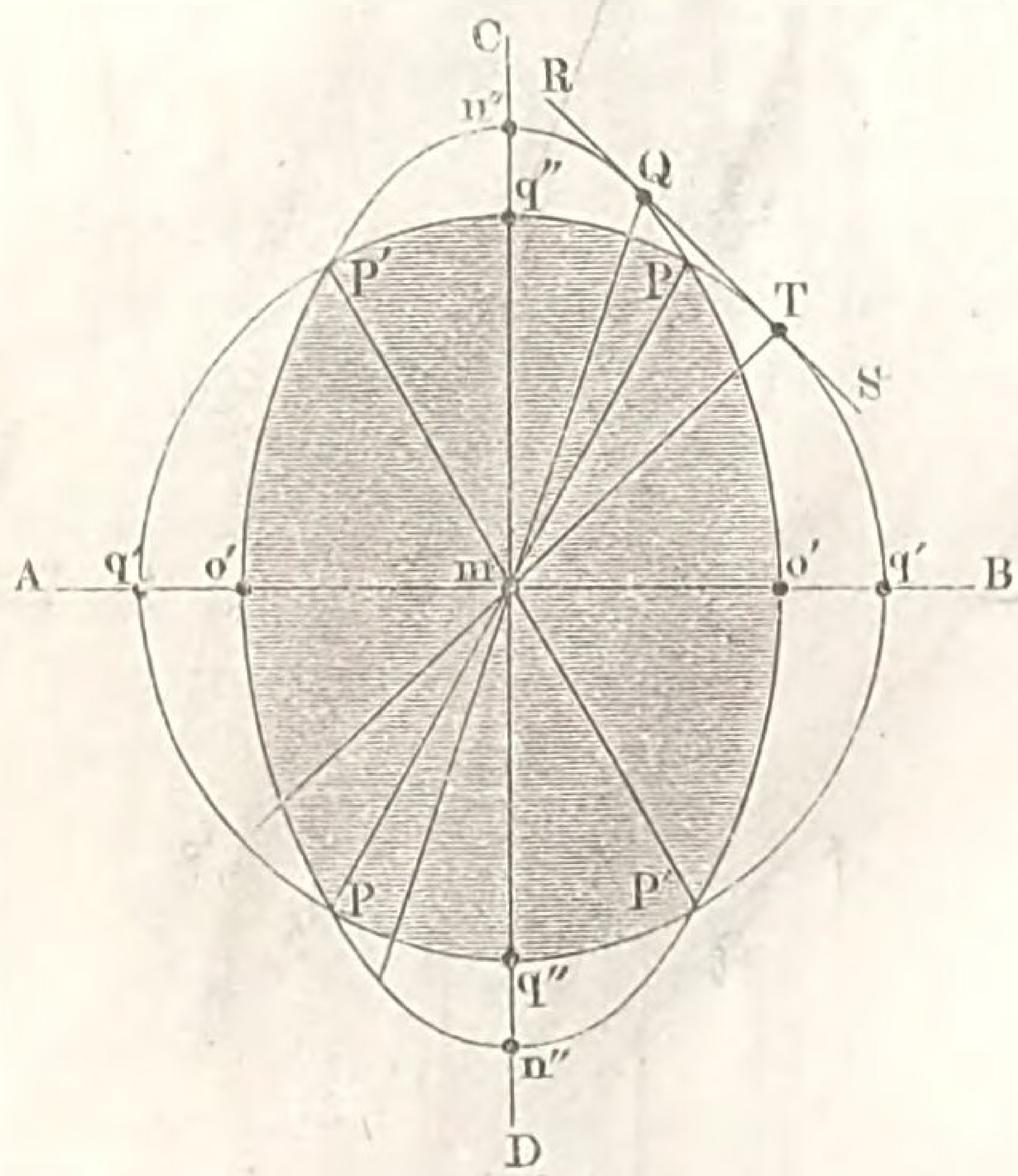
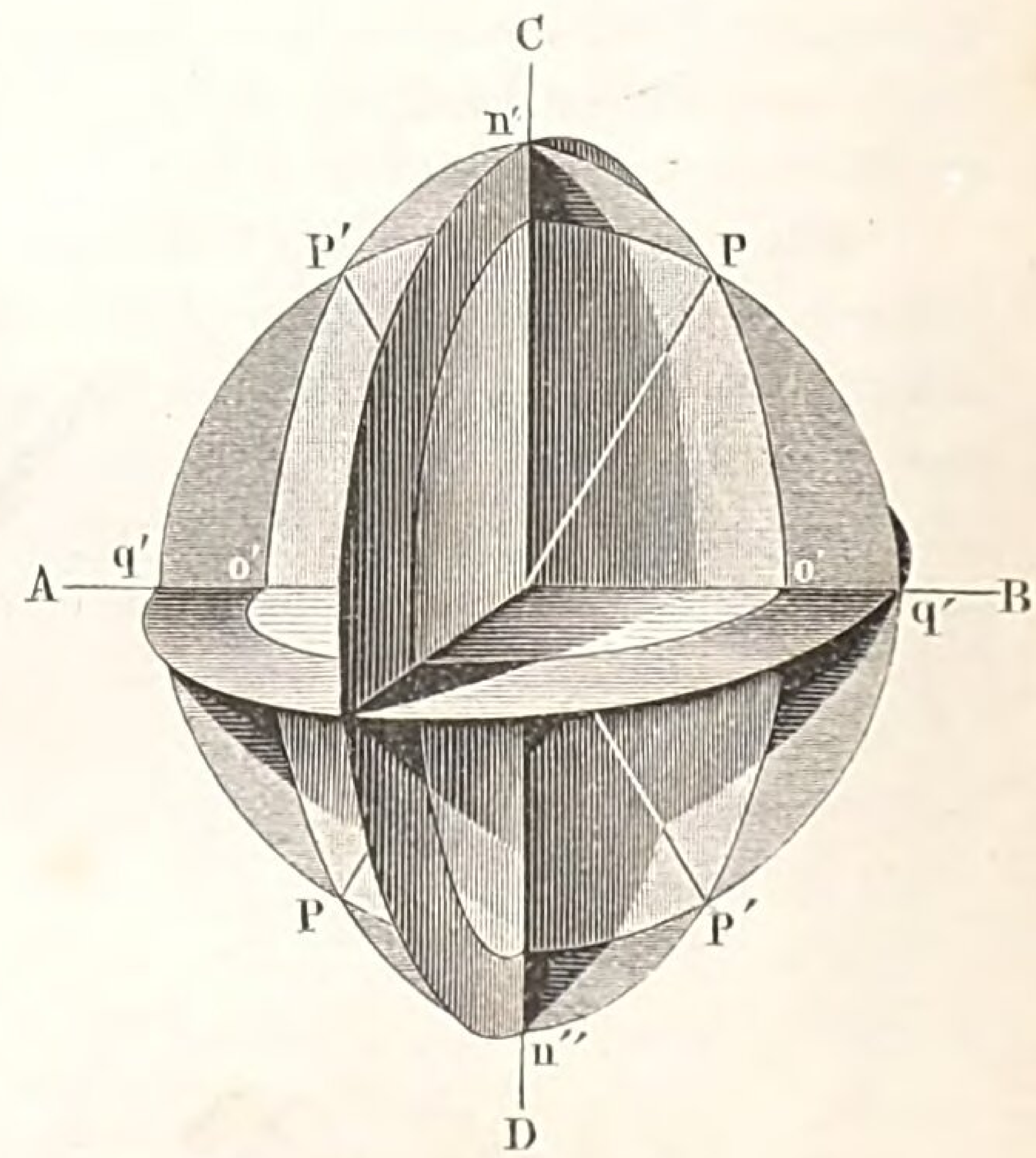


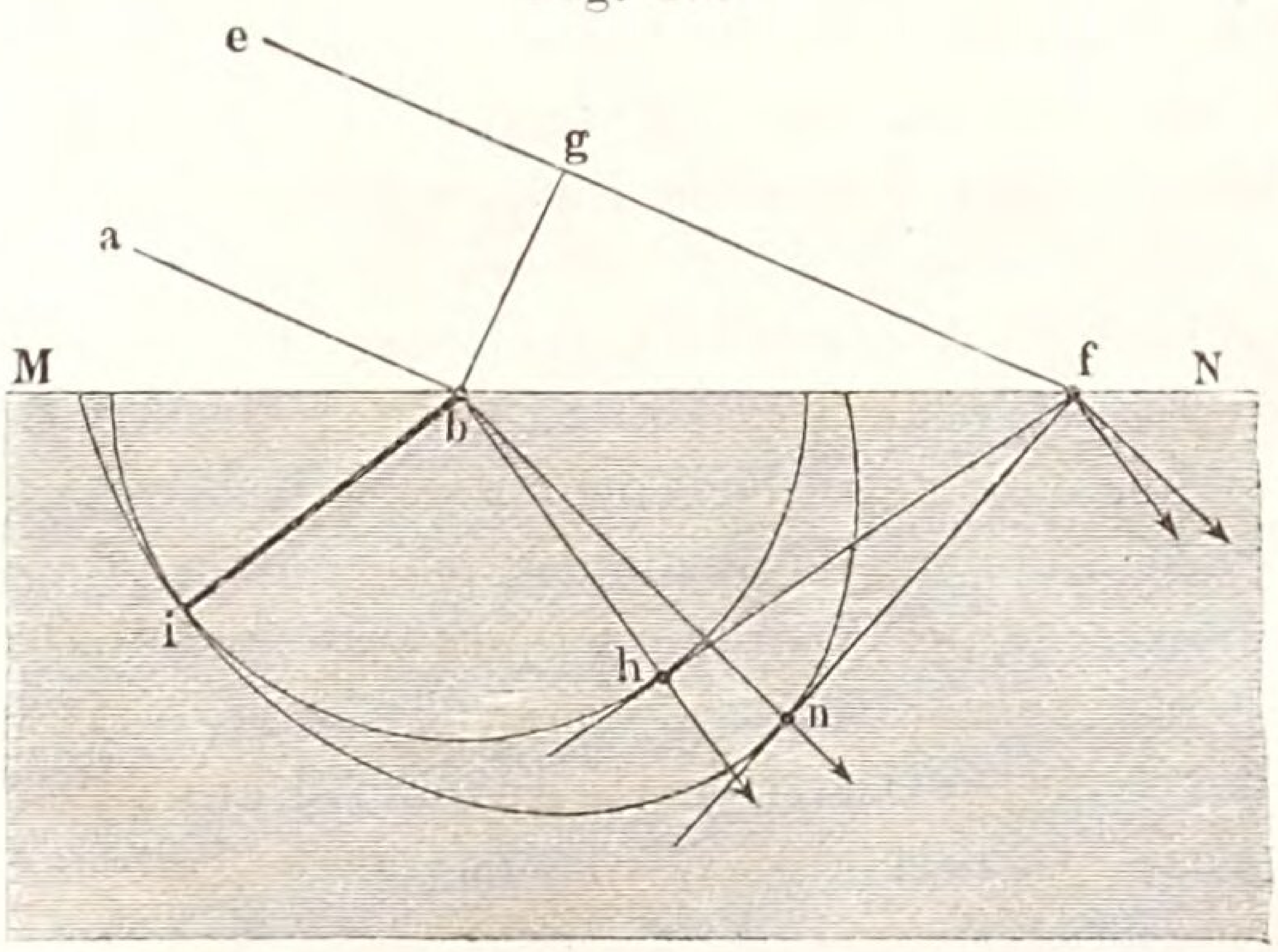
Fig. 469.



Da der Radius des Kreises hier grösser ist als die kleine und kleiner als die grosse Axe der Ellipse, so schneiden sich der Kreis und die Ellipse in vier Punkten. Die Fig. 469 stellt eine perspectivische Ansicht der durch die erwähnten drei Ebenen geschnittenen Wellenoberfläche dar. Will man sich eine recht klare Vorstellung von der Wellenoberfläche zweiaxiger Krystalle machen, so thut man gut, die drei Durchschnitte in der doppelten Grösse der Figuren 466, 467 und 468 auf Kartenpapier zu zeichnen und sie zu einem Modelle zusammenzufügen, wie man Fig. 469 sieht.

Um den Begriff der optischen Axen in zweiaxigen Krystallen festzustellen, müssen wir noch erwähnen, dass hier noch ein Unterschied zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlen und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der gebrochenen ebenen Wellen zu machen ist. Bei der Erklärung des Brechungsgesetzes nach der Vibrationstheorie (Seite 420) haben wir gesehen, dass die gebrochene ebene Welle alle die elementaren Kugelwellen berührt, welche jeder elementare Lichtstrahl bei seinem Uebergange in das brechende Mittel erzeugt; die Richtung der gebrochenen Strahlen steht hier rechtwinklig auf der Richtung der gebrochenen ebenen Welle, weil ja jede Kreistangente einen rechten Winkel mit ihrem Radius macht; diese Beziehung findet aber nicht mehr statt, wenn die elementaren Wellen im brechenden Medium nicht kugelförmig sind; eine Tangente, welche eine Ellipse in irgend einem Punkte berührt, steht im Allgemeinen nicht rechtwinklig auf dem Leitstrahle, den man von dem Mittelpunkte der Ellipse nach dem Berührungspunkte ziehen kann; die Richtung der gebrochenen Welle fn in Fig. 470 steht nicht genau rechtwinklig auf der Richtung des gebrochenen Strahles bn. Da sich nun die gebrochenen ebenen Wellen parallel mit der berührenden Ebene fn im Krystalle fortbewegen, so ist offenbar die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen ein von b auf die berührende Ebene fn gefälltes Perpendikel, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der gebrochenen Strahlen durch den Leitstrahl bn dargestellt wird. Die Fortpflanzungsrichtung und Geschwindigkeit der Wellenebene ist es, welche nach den im §. 139 angestellten theoretischen Betrachtungen zu berücksichtigen ist, wenn wir das Brechungsgesetz auf den extraordinären Strahl anwenden, denn auch jetzt noch muss die Lichtgeschwindigkeit in der Luft sich zu der Geschwindigkeit der Wellenebene fn so verhalten, wie der Sinus des Einfallswinkels (gfb) zum Sinus des Brechungswinkels (bfn).

Fig. 470.



Wenn nun die optische Axe eines doppeltbrechenden Krystalls diejenige Richtung ist, nach welcher sich die ebenen Wellen stets mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, so findet man die Richtung der optischen Axen in einem zweiaxigen Krystalle, wenn man eine gemeinschaftliche Tangente RS, Fig. 468, an die beiden Theile der Wellen-

oberfläche legt und von dem Mittelpunkte m ein Perpendikel mT auf die Tangente fällt; dieses Perpendikel ist die Richtung einer optischen Axe. Solcher gemeinschaftlichen Tangenten kann man aber in Fig. 468 vier ziehen, von denen je zwei einander diametral gegenüberliegend durch eine optische Axe verbunden sind.

Der Kreis und die Ellipse Fig. 468 schneiden sich in vier Punkten, von denen je zwei diametral gegenüberliegen. Da jeder der Punkte P den beiden Theilen der Wellenoberfläche gemeinschaftlich ist, so ist klar, dass sich in der Richtung mP zwei Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen können, von denen die Schwingungen des einen in die Ebene der Figur fallen, während die Schwingungen des anderen rechtwinklig zu derselben sind. Obgleich sich aber diese Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit im Krystalle fortpflanzen, so ist doch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ihnen entsprechenden ebenen Wellen nicht dieselbe, da die Tangente, die man im Punkte P an die Ellipse ziehen kann, nicht mit der demselben Punkte entsprechenden Kreistangente zusammenfällt, da also die Länge der von m auf diese beiden Tangenten gefällten Perpendikel nicht gleich ist. Die Richtungen Pm, in welchen sich alle Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, sind also wohl von der ihnen allerdings nahe liegenden Richtung der optischen Axe zu unterscheiden.

Die Ebene der optischen Axen fällt mit der Ebene der grössten und kleinsten Elasticitätsaxe zusammen; die mittlere Elasticitätsaxe steht also rechtwinklig auf der Ebene der optischen Axen.

Auch bei zweiaxigen Krystallen unterscheidet man positive und negative, obgleich diese Bezeichnung hier nicht denselben Sinn haben kann wie bei einaxigen. — Positiv nennt man einen zweiaxigen Krystall, wenn die erste Mittellinie mit der Richtung der kleinsten, negativ, wenn sie mit der Richtung der grössten Elasticitätsaxe zusammenfällt.

In der Richtung der ersten Mittellinie pflanzen sich also in zweiaxigen positiven Krystallen diejenigen Strahlen, welche in der Ebene der optischen Axen vibriren, schneller fort als diejenigen, deren Schwingungsebene rechtwinklig zur Ebene der optischen Axen steht.

Bei zweiaxigen negativen Krystallen findet das Umgekehrte statt.

Schwerspath z. B. gehört unter die positiven, Salpeter und Glimmer gehören unter die negativen zweiaxigen Krystalle.

148 **Beziehungen zwischen der Krystallform und der Lage der optischen Axen.** Es ist schon früher bemerkt worden, dass alle Krystalle der drei letzten Krystallisationssysteme optisch zweiaxig sind, allein die Lage dieser Axen in Beziehung auf die krystallographischen Axen lässt sich nicht von vornherein bestimmen, wie es bei den optisch einaxigen Krystallen der Fall war.

Bei allen Krystallen, welche dem rhombischen Systeme angehören, fällt jede der drei Elasticitätsaxen mit einer der drei krystallographischen Hauptaxen zusammen; demnach fällt auch die Ebene der optischen Axen stets mit einer durch zwei krystallographische Axen gelegten Ebene zusammen.

Wir wollen dies an einigen Beispielen erläutern.

Der Salpeter krystallisirt in Säulen, welche wir schon oben Bd. I §. 41 kennen gelernt haben; Fig. 471 stellt das Axenkreuz des Salpeters sammt den optischen Axen dar, welche durch Pfeile angedeutet sind. Hier fällt die erste Mittellinie mit der Säulenaxe *ab* zusammen; die Ebene der optischen Axen fällt aber mit der durch die Säulenaxe *ab* und die Makrodiagonale *ef* gelegten Ebene zusammen. In Fig. 471, sowie in den folgenden ist die Ebene der optischen Axen durch Schraffirung hervorgehoben.

Ganz die gleiche Lage hat die Ebene der optischen Axen und die Mittellinie im Arragonit, im kohlensauren Bleioxyd etc.

Fig. 472 stellt das Axenkreuz des Bittersalzes (schwefelsaure Magnesia) dar. Hier steht die Ebene der optischen Axen rechtwinklig auf der Säulenaxe. Die Krystallformen dieses Salzes haben wir bereits auf Bd. I §. 41 kennen gelernt. Gewöhnlich erscheint die vordere Säulenkante noch durch die Fläche *h*, Fig. 473, abgestumpft, in deren

Fig. 471.

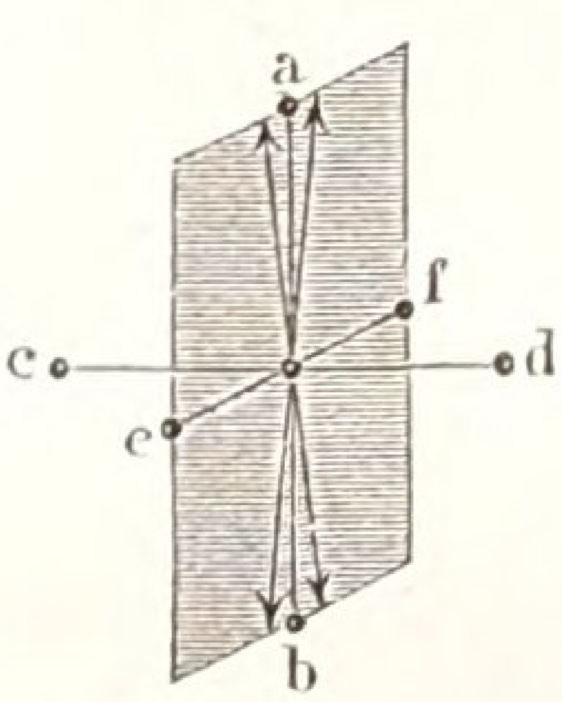


Fig. 472.

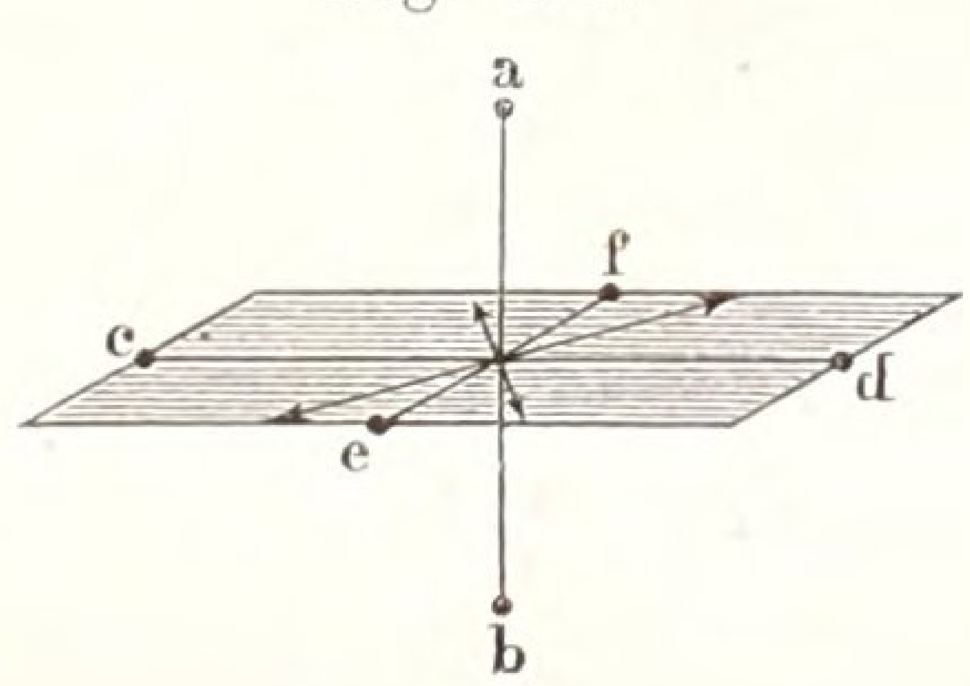
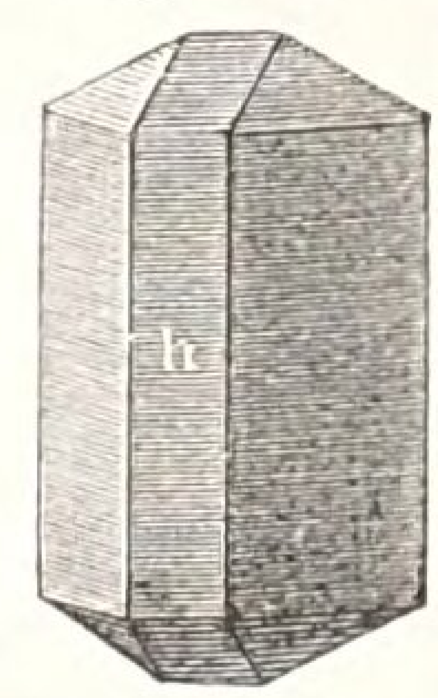


Fig. 473.



Richtung die Krystalle des Bittersalzes sehr gut spaltbar sind. Auf dieser Spaltungsfläche, also auch auf der Fläche *h* steht die Mittellinie des genannten Salzes rechtwinklig, eben so wie bei allen mit ihm isomorphen Salzen.

Auch bei Schwerspath liegt die Ebene der optischen Axen rechtwinklig zur Säulenaxe und die erste Mittellinie fällt mit der Makrodiagonale zusammen.

Beim Topas fällt die erste Mittellinie mit der Säulenaxe zusammen und die Ebene der optischen Axen geht durch die Brachydiagonale *cd*. Rechtwinklig zur Säulenaxe, also rechtwinklig zur ersten Mittellinie sind die Topaskrystalle sehr vollkommen spaltbar.

Im monoklinischen Systeme ist die Ebene, welche die beiden geneigten Axen *ab* und *cd*, Fig. 474 (a. f. S.), enthält, die einzige Ebene der Symmetrie und die optischen Eigenschaften dieser Krystalle müssen daher auch symmetrisch nach dieser Ebene sein. Es muss daher eine der drei

Elasticitätsaxen jedenfalls mit der Richtung der Symmetrieaxe, d. i. mit der zur Symmetrieebene senkrechten Krystallaxe ef zusammenfallen. Mit Bezug auf die Lage der optischen Axen sind daher drei Fälle möglich

1. Die Ebene der optischen Axen fällt mit der Symmetrieebene zusammen.
2. Die Ebene der optischen Axen steht zwar senkrecht auf der Symmetrieebene, die erste Mittellinie fällt aber in die Symmetrieebene.
3. Die Ebene der optischen Axen und die erste Mittellinie steht senkrecht auf der Symmetrieebene; die erste Mittellinie ist daher parallel der Symmetrieaxe.

In die erste Classe gehört z. B. der Zucker, dessen Symmetrieebene mit den optischen Axen in Fig. 475 dargestellt ist. Es steht also eine der optischen Axen des Zuckers fast rechtwinklig auf der Fläche z, Fig. 476, nach welcher die Krystalle auch spaltbar sind.

Fig. 474.

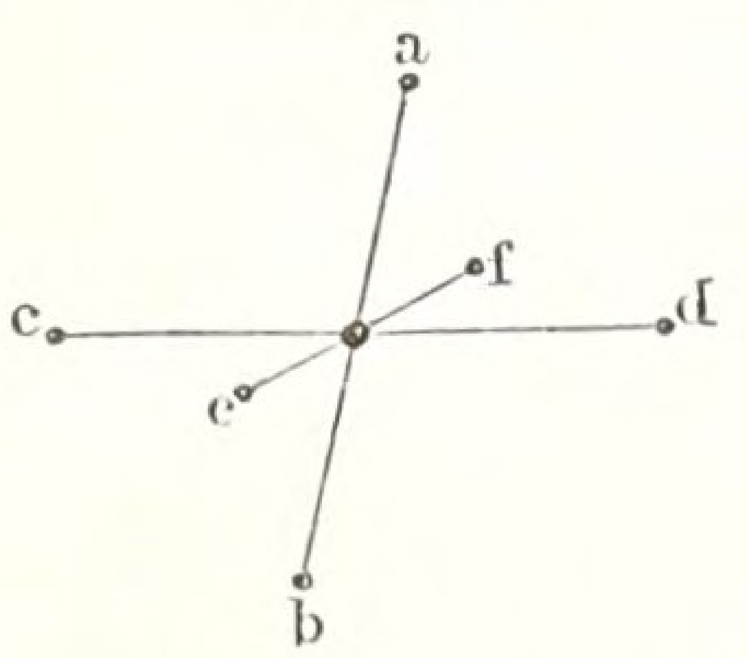


Fig. 475.

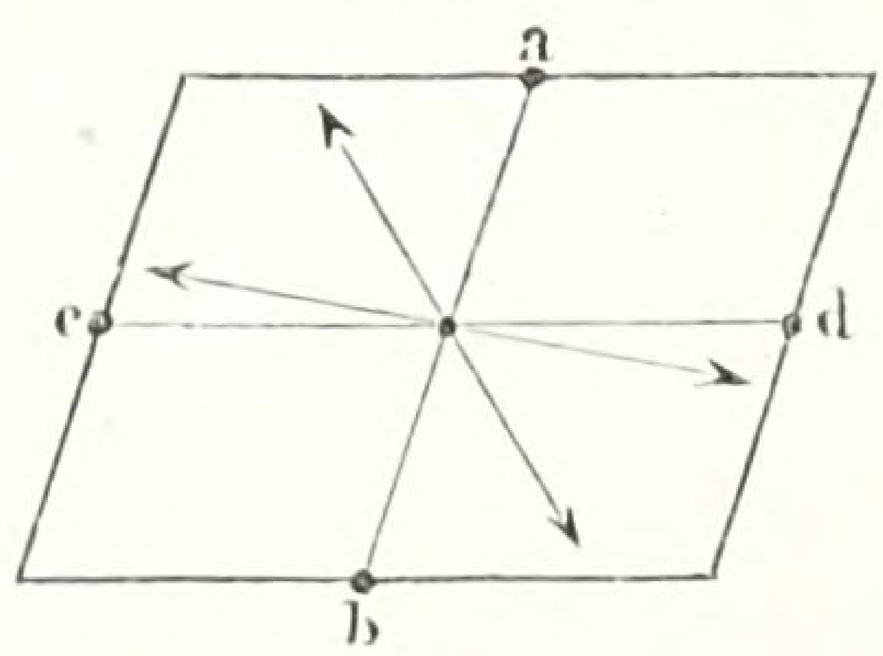
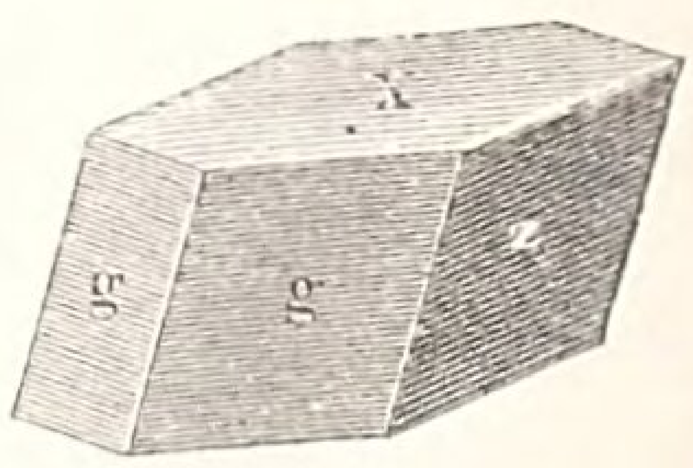


Fig. 476.



Hierher gehört ferner das schwefelsaure Magnesia-Ammoniak und das ameisensaure Kupferoxyd, deren Symmetrieebenen in Fig. 477

Fig. 477.

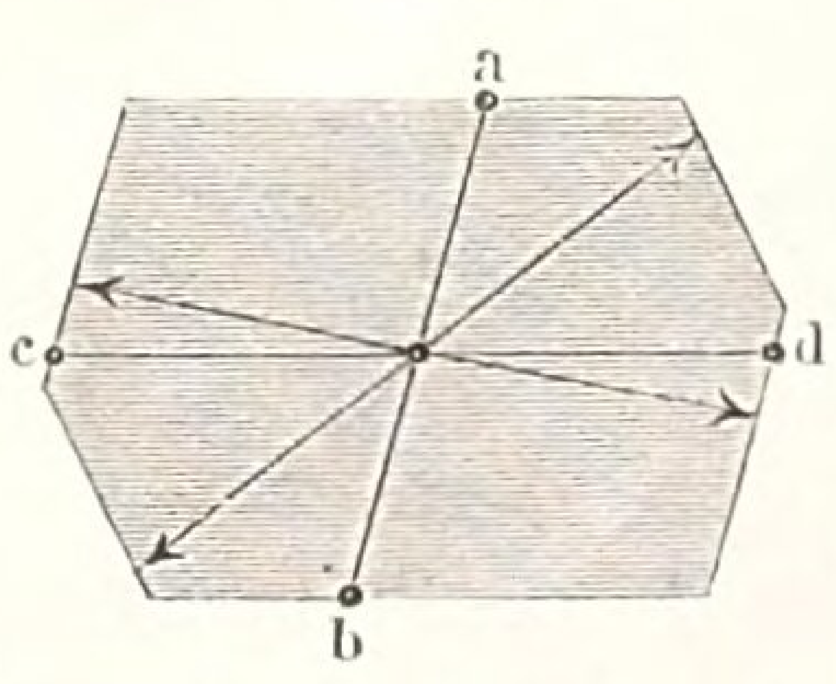
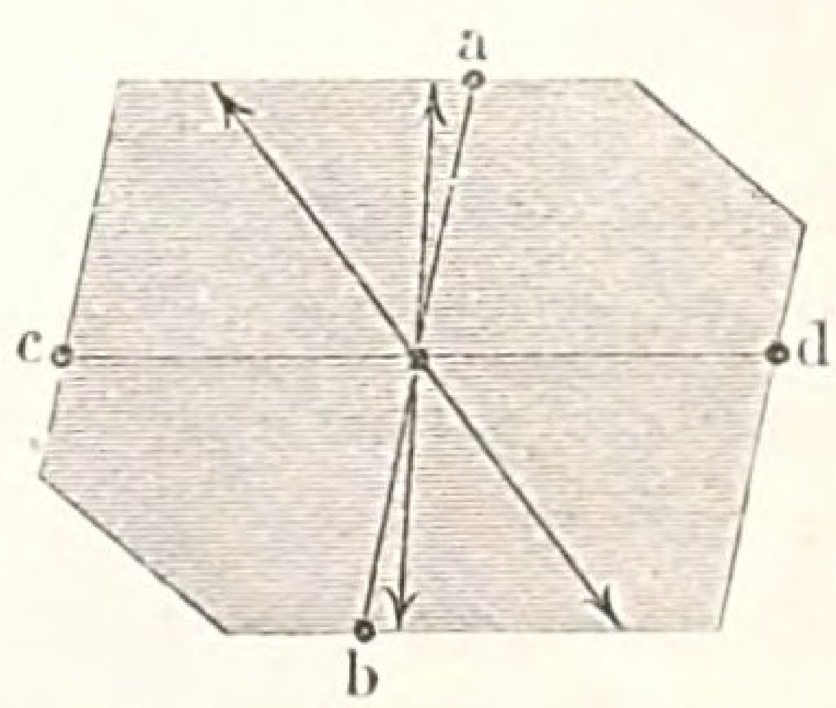


Fig. 478.



und Fig. 478 gezeichnet sind. In diese Classe gehört auch der Gyps, welcher nach der Symmetrieebene theilbar ist: Spaltungsstücke des Gypses enthalten also beide optische Axen.

In der zweiten Classe finden wir den Orthoklas, das schwefelsaure Manganoxyd mit vier Aequivalenten Krystallwasser.

Zur dritten Classe endlich gehören der Borax und das Glaubersalz.

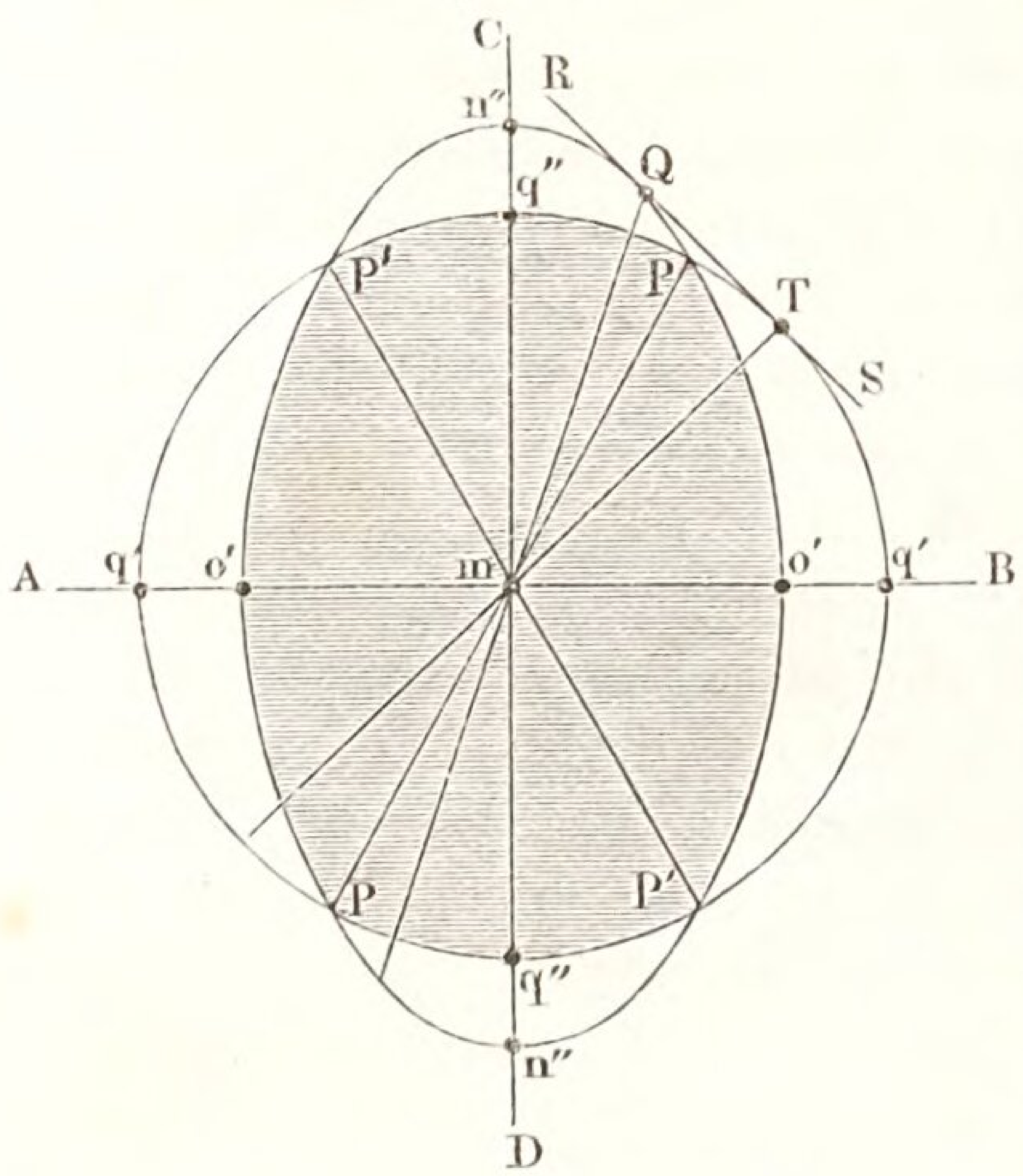
Für triklinische Krystalle hat man bis jetzt noch gar keinen Zusammenhang zwischen der Lage der optischen und der krystallographischen

Axen nachweisen können. (S. Beer's Einleitung in die höhere Optik, S. 384 bis 398.)

Später, wenn die Farbenringe verhandelt werden, welche die optischen Axen umgeben, werden wir noch einmal auf diese Verhältnisse zurückkommen müssen.

Conische Refraction. Da die im Punkte P, Fig. 479, an den 149
Kreis und die Ellipse gelegten Tangenten nicht zusammenfallen, so ist klar, dass sich in der Richtung mP zwei Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen können, denen verschiedene ebene Wellen entsprechen; da nun die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser beiden ebenen Wellen ungleich ist, so werden die beiden Strahlen auch nach verschiedenen Richtungen aus dem Krystalle austreten.

Fig. 479.



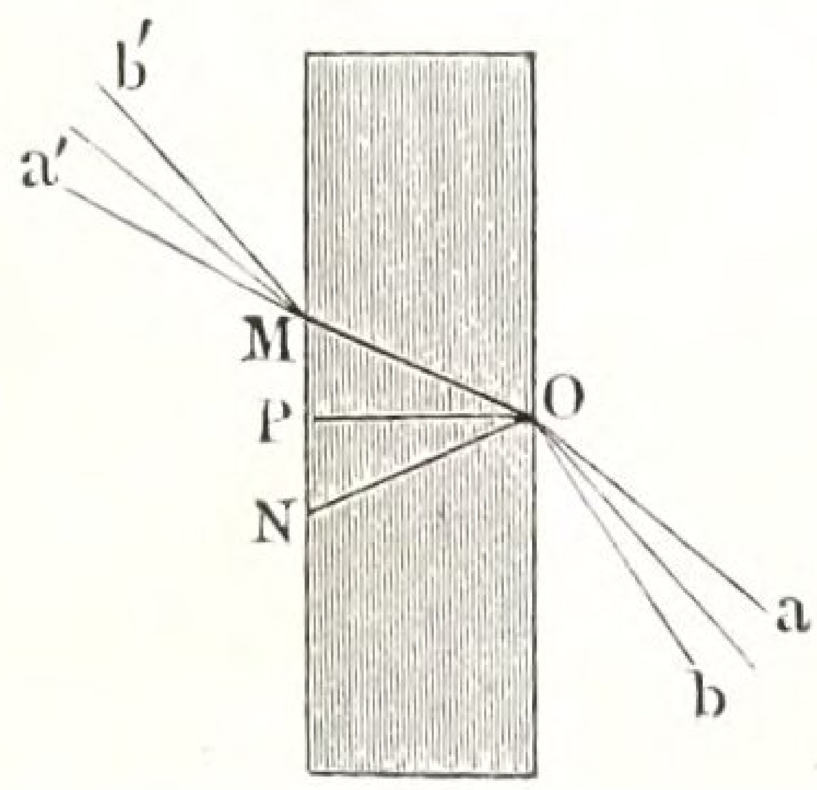
Nun aber hat Hamilton, welcher die Natur der Wellenoberfläche zweiaxiger Krystalle genauer untersuchte, gezeigt, dass die Wellenoberfläche an jedem der Punkte P von allen Seiten her vertieft ist, oder, mit anderen Worten, dass sich hier eine trichterförmige Vertiefung findet, dass sich also an jedem der Punkte P eine unendliche Anzahl von Berührungsebenen an die Wellenoberfläche legen lassen; jeder dieser Berührungsebenen entspricht nun aber ein anderer austretender Strahl; wenn also in der Richtung mP, für welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit aller Strahlen dieselbe ist, ein Strahlenbündel den Krystall durchläuft, so wird es sich beim Austritte aus dem Krystalle in eine unendliche Anzahl von Strahlen theilen müssen, welche zusammen eine conische Oberfläche bilden (Pogg. Annal. Bd. XXVIII).

Hamilton hat dies merkwürdige Resultat aus der Fresnel'schen Theorie gefolgert, bevor man noch eine solche Thatsache beobachtet hatte; Lloyd stellte den Versuch an und fand zum Triumphe für die Wellentheorie die Erscheinung ganz so, wie man sie nach Hamilton's Rechnung erwarten musste.

Die beiden Richtungen, in welchen alle Strahlen den Krystall mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen, fallen fast mit den optischen Axen zusammen; im Arragonit machen sie einen Winkel von ungefähr 20° mit einander. Die Arragonitplatte, welche Lloyd zu seinen Versuchen anwandte, war senkrecht zu der Linie geschliffen, welche den Winkel der optischen Axen halbirt; folglich machten die Richtungen der glei-

chen Strahlengeschwindigkeit einen Winkel von 80° mit der Oberfläche der Platte. In Fig. 480 mögen *OM* und *ON* diese Richtungen vorstellen. Auf jede der beiden Oberflächen legte nun Lloyd eine ganz dünne, mit einer sehr feinen Oeffnung versehene Metallplatte, so dass die Verbindungslinie der beiden Oeffnungen mit der Richtung *OM* zusammenfiel. Wurde nun von der einen Seite der Platte eine Lampenflamme genähert, so dass ein conisches Strahlenbündel *a O b* auf die Oeffnung fallen konnte, dessen Strahlen nach *OM* gebrochen wurden, so erblickte man, nach der anderen Oeffnung in der gehörigen Richtung hinsehend, einen glänzenden Lichtring auf dunklem Grunde.

Fig. 480.



Beim Arragonit beträgt der Winkel, unter welchem die Strahlen des austretenden Strahlenkegels divergiren, ungefähr 3°.

Hamilton nannte diese Art der conischen Brechung die äussere conische Refraction; aber noch eine zweite, ganz ähnliche Erscheinung sagte er vorher, welcher er den Namen der inneren conischen Refraction gab.

Eine Ebene, welche die beiden Theile der Wellenoberfläche zugleich berührt, eine Ebene also, welche rechtwinklig auf einer der optischen Axen des Krystalls steht, berührt die Wellenoberfläche nicht allein in den Punkten *Q* und *T*, Fig. 479, sondern in einer unendlichen Anzahl von Punkten, welche einen kleinen Berührungskreis bilden; zu der ebenen Welle *RS* gehören also nicht allein die beiden Strahlen *Qm* und *mT*, sondern unzählig viele, welche zusammen die Oberfläche eines Kegels bilden, dessen Basis jener kleine Berührungskreis ist. Einer der Strahlen dieses Kegels, nämlich *mT*, durchläuft den Krystall genau in der Richtung der optischen Axe. Die Spitze des Strahlenkegels bildet beim Arragonit einen Winkel von 1° 55′. Alle diese Strahlen treten nach derselben Richtung aus dem Krystalle aus.

Wenn also ein gewöhnlicher Lichtstrahl *NO*, Fig. 481, in einer solchen Richtung auf die Oberfläche eines zweiaxigen Krystalls fällt, dass ein Strahl nach der Richtung einer optischen Axe desselben gebrochen wird, so wird er beim Eintritte in den Krystall in einen hohlen Strahlenkegel getheilt, dessen Strahlen, an der zweiten Oberfläche parallel mit *ON* austretend, einen hohlen Strahlencylinder bilden.

Auch die Existenz der inneren conischen Refraction fand Lloyd durch den Versuch bestätigt, und zwar lässt sich diese Erscheinung leichter beobachten als die der äusseren conischen Refraction. Fig. 482 stellt einen zu diesem Zwecke geeigneten Apparat dar. Eine ungefähr 3 mm hohe Arragonitsäule, welche durch zwei einander parallele, rechtwinklig zu einer der beiden optischen Axen stehende Flächen begränzt ist, ist mittelst Kork in die kurze Metallröhre *a* eingesteckt. Das Rohr *a* steckt wieder in einer unten offenen Messing-

hülse b, welche zwischen zwei auf einer Metallplatte c befestigten Säulchen (das hintere erscheint in unserer Figur beinahe gänzlich verdeckt)

Fig. 481.

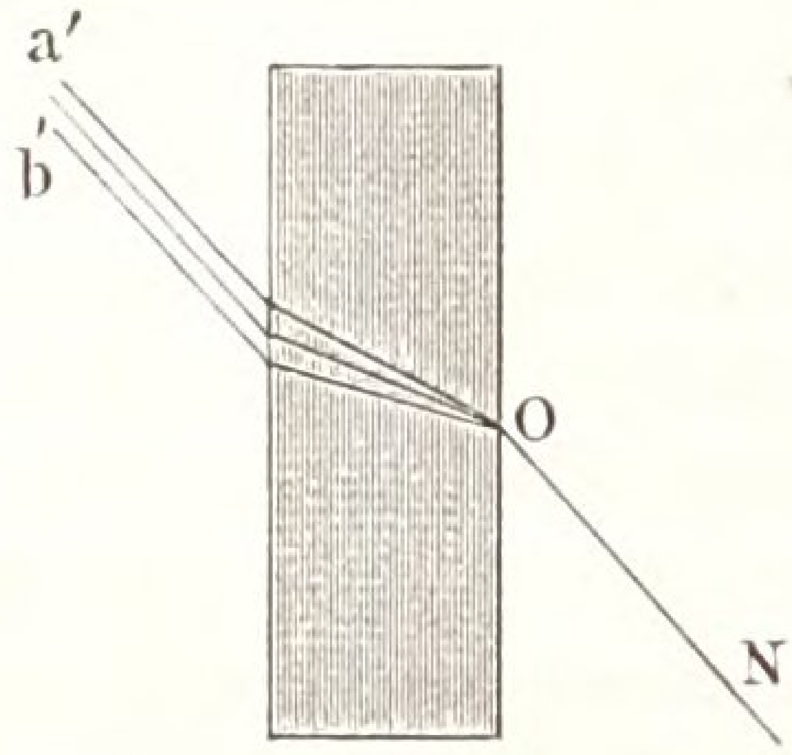
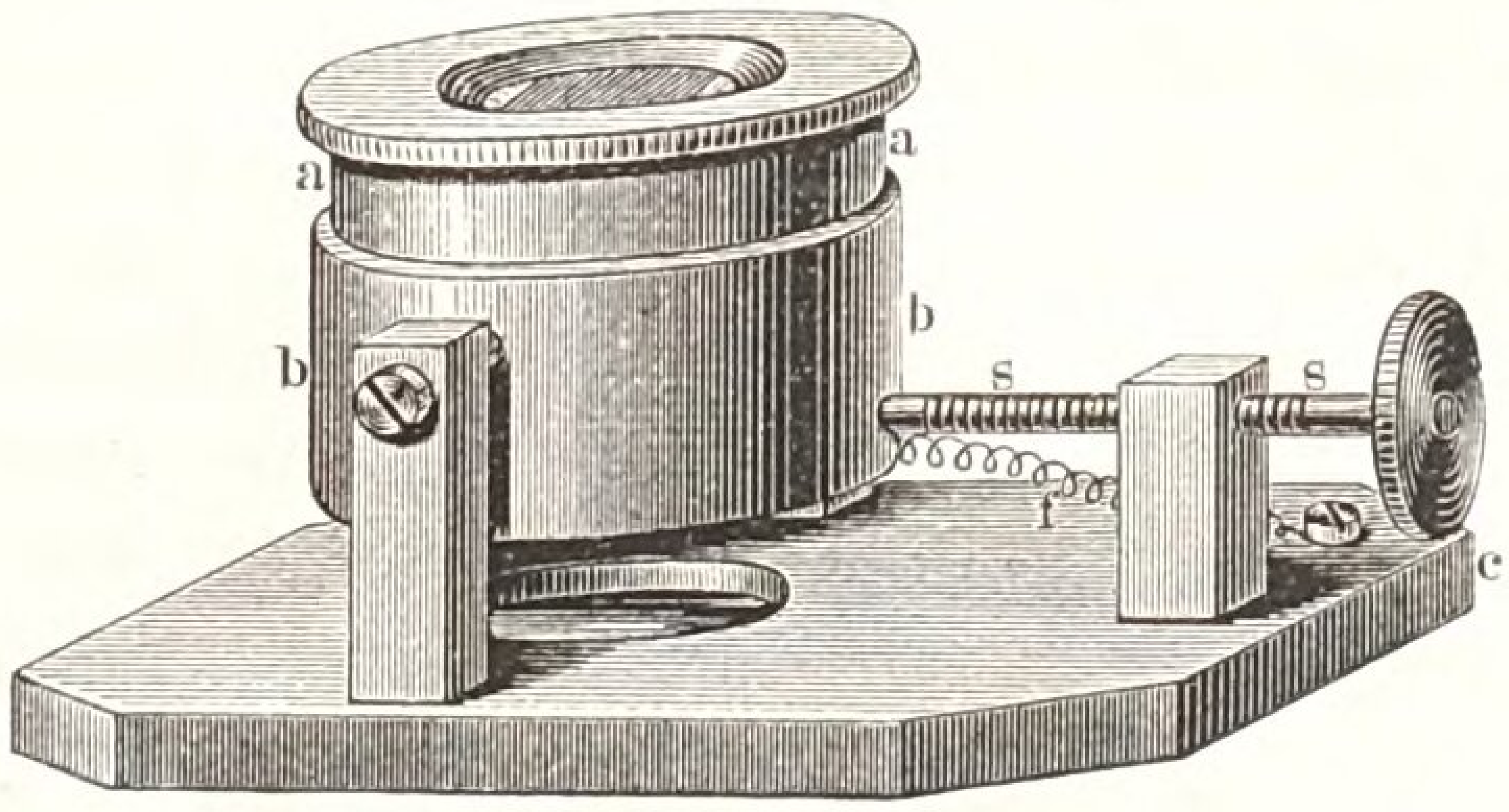
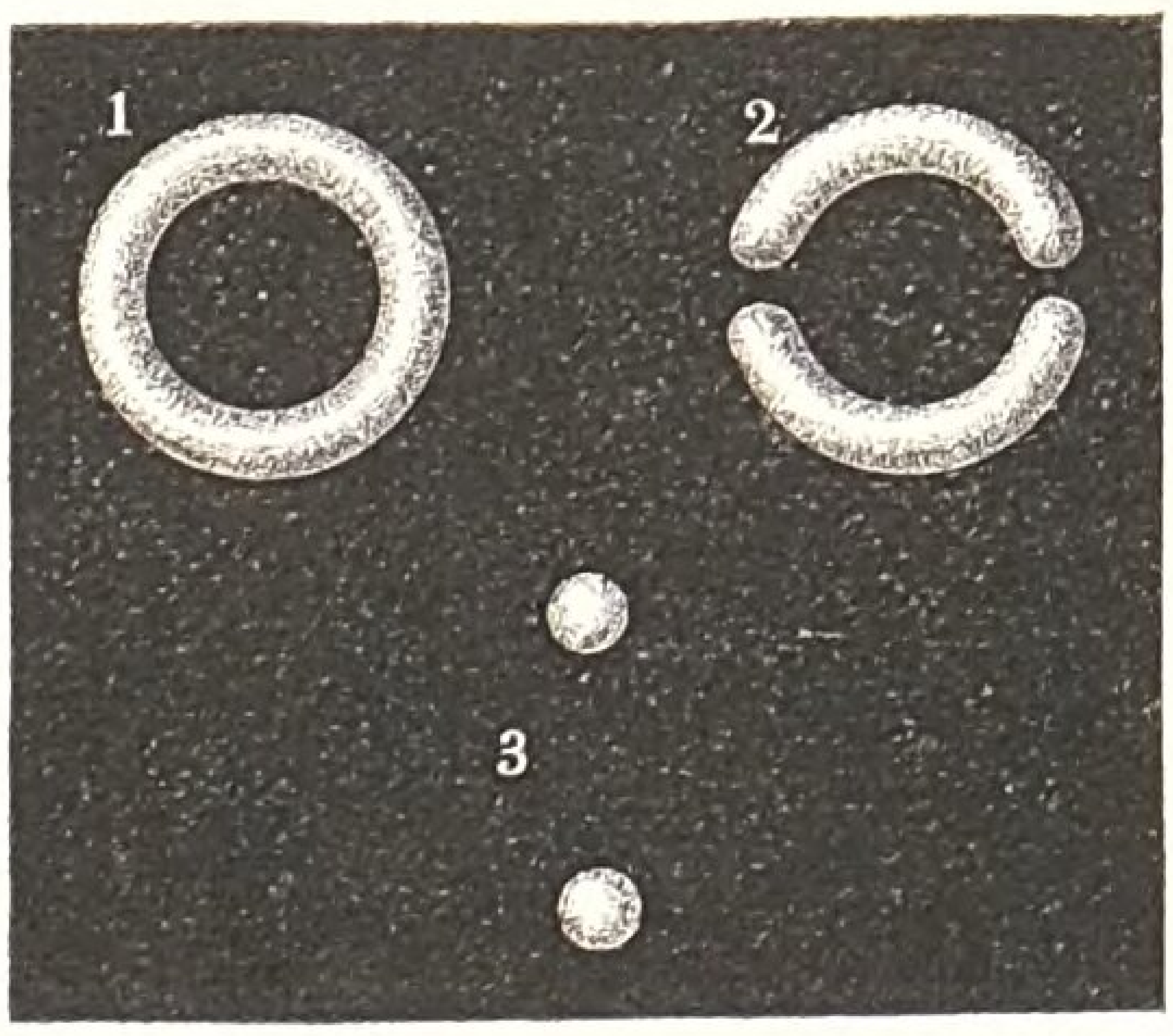


Fig. 482.



um eine horizontale Axe drehbar ist. Eine feine Drehung um diese horizontale Axe wird mittelst der Schraube s und der Feder f bewirkt.

Fig. 483.



Gerade unter dem Krystall ist in der Bodenplatte c eine kreisförmige Oeffnung angebracht, welche durch ein mit mehreren ganz feinen Nadelstichen versehenes Stanniolblättchen verschlossen ist.

Dieser Apparat wird mit seiner Bodenplatte so auf das Tischlein eines Mikroskops von 30- bis 40 maliger Vergrösserung gesetzt, dass das Licht vom Erleuchtungsspiegel durch die feinen Löcher im Stanniolblatt auf den Arragonitkrystall fällt.

Bei richtiger Einstellung bildet das Licht, welches durch eine kleine Oeffnung auf den Arragonitkrystall gefallen ist und denselben in der Richtung der einen optischen Axe durchlaufen hat, einen Lichtring wie bei Nr. 1 in Fig. 483. Nur etwas aus der richtigen Lage entfernt, erscheint der Lichtring an zwei einander diametral gegenüber liegenden Stellen unterbrochen, Nr. 2, Fig. 483; bei noch weiterer Entfernung aus der richtigen Einstellung ziehen sich die Lichtbogen mehr und mehr zusammen, bis sie endlich auf zwei isolirte Lichtpunkte reducirt erscheinen, wie bei Nr. 3, Fig. 483.

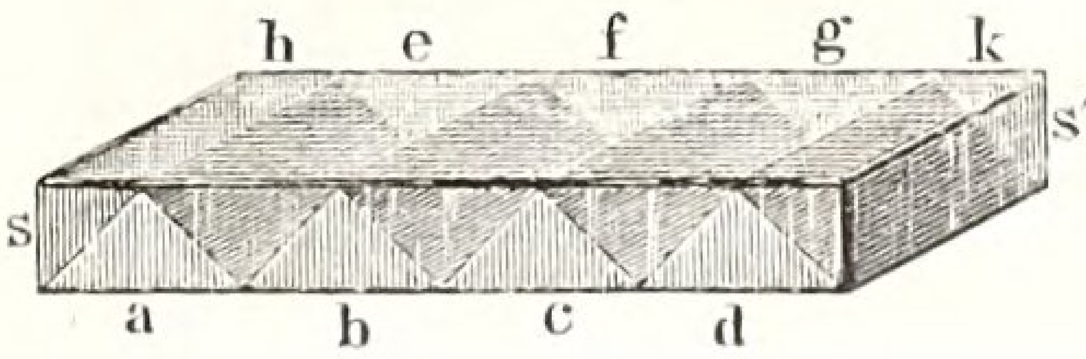
Doppelte Brechung des zusammengedrückten Glases. 150

Wir haben bisher die wichtigsten Erscheinungen der doppelten Brechung in Krystallen betrachtet, in welchen die Ungleichheit der Elasticität des Aethers nach verschiedenen Richtungen eine Folge der krystallinischen Structur ist; allein auch in solchen Körpern, die sonst keine doppelte Brechung haben, lässt sich durch äussere Ursachen, etwa durch einen

einseitigen Druck, durch eine ungleiche Erwärmung, eine solche Anordnung der Theilchen hervorbringen, dass die Elasticität des Aethers nicht mehr nach allen Richtungen dieselbe bleibt, dass sie also doppeltbrechend werden. Um diese wichtige Wahrheit nachzuweisen, hat Fresnel folgenden Versuch ausgesonnen.

Vier rechtwinklige Glasprismen *a*, *b*, *c*, *d*, Fig. 484, welche einander vollkommen gleich sind, werden auf einer horizontalen Ebene mit denjenigen Flächen neben einander gelegt, welche dem rechten Winkel gegenüberliegen; von beiden Seiten legt man nun gegen die Enden Streifen von Kartenpapier und auf dieselben feste Stahlstreifen; dann werden die Prismen in einer passenden Zwenge durch einen Druck zusammengepresst, welcher in der Richtung der Längenaxe der Prismen wirkt. Während nun die Theilchen der Glasprismen durch den starken Druck in einem gespannten Zustande erhalten werden, legt man drei rechtwinklige Glasprismen *e*, *f*, *g* in die durch die ersteren gebildeten Rinnen, setzt dann auch noch auf beiden Seiten zwei Prismen *h* und *k* von 45° an, um so ein Parallelepiped zu erhalten, dessen äusserste Seiten *s* und *s'* einander parallel sind; alle Prismen sind endlich zusammengekittet, um partielle Reflexionen an den verschiedenen Flächen zu vermeiden.

Fig. 484.



Sieht man durch dieses System hindurch, so dass die Lichtstrahlen an der Fläche *s* eintreten, bei *s'* aber nach dem Auge austreten, so erblickt man einen Visirpunkt, der ungefähr 1 m weit vom Auge entfernt ist, doppelt, und zwar erscheinen die beiden Bilder ungefähr 1 mm weit und selbst noch weiter von einander entfernt. Die beiden Strahlen besitzen alle Eigenschaften von Strahlen, welche einen doppeltbrechenden Körper durchlaufen haben.

Sehr schön lässt sich, wie Biot zuerst 1820 gezeigt, die doppelte Brechung und dadurch bedingte Polarisation an einer ungefähr 2 m langen schmalen Glasplatte zeigen, während man dieselbe durch Reiben mit einem feuchten Tuche zu longitudinalen Schwingungen veranlasst. Sie erleidet dadurch an den Knotenpunkten nach der Länge gerichtete Verdünnungen und Verdichtungen, welche zur Folge haben, dass auch die Aetherschwingungen nach der Länge der Platte anders erfolgen als nach der Quere, wodurch also der Glasstreifen periodisch die Eigenschaften einer parallel der optischen Axe geschnittenen einaxigen Krystallplatte erhalten muss. Wir haben im §. 136 abgeleitet, dass eine zwischen gekreuztem Polariseur und Analyseur gebrachte Turmalinplatte das Gesichtsfeld, welches vorher dunkel ist, erhellen muss, und zwar am meisten bei einer Lage der optischen Axe unter 45° gegen die Polarisationsebene des Polarisators und Analysators.

Halten wir also statt der Turmalinplatte einen Glasstreifen zwischen den letzteren fest, so wird zunächst das Gesichtsfeld dunkel bleiben, ver-

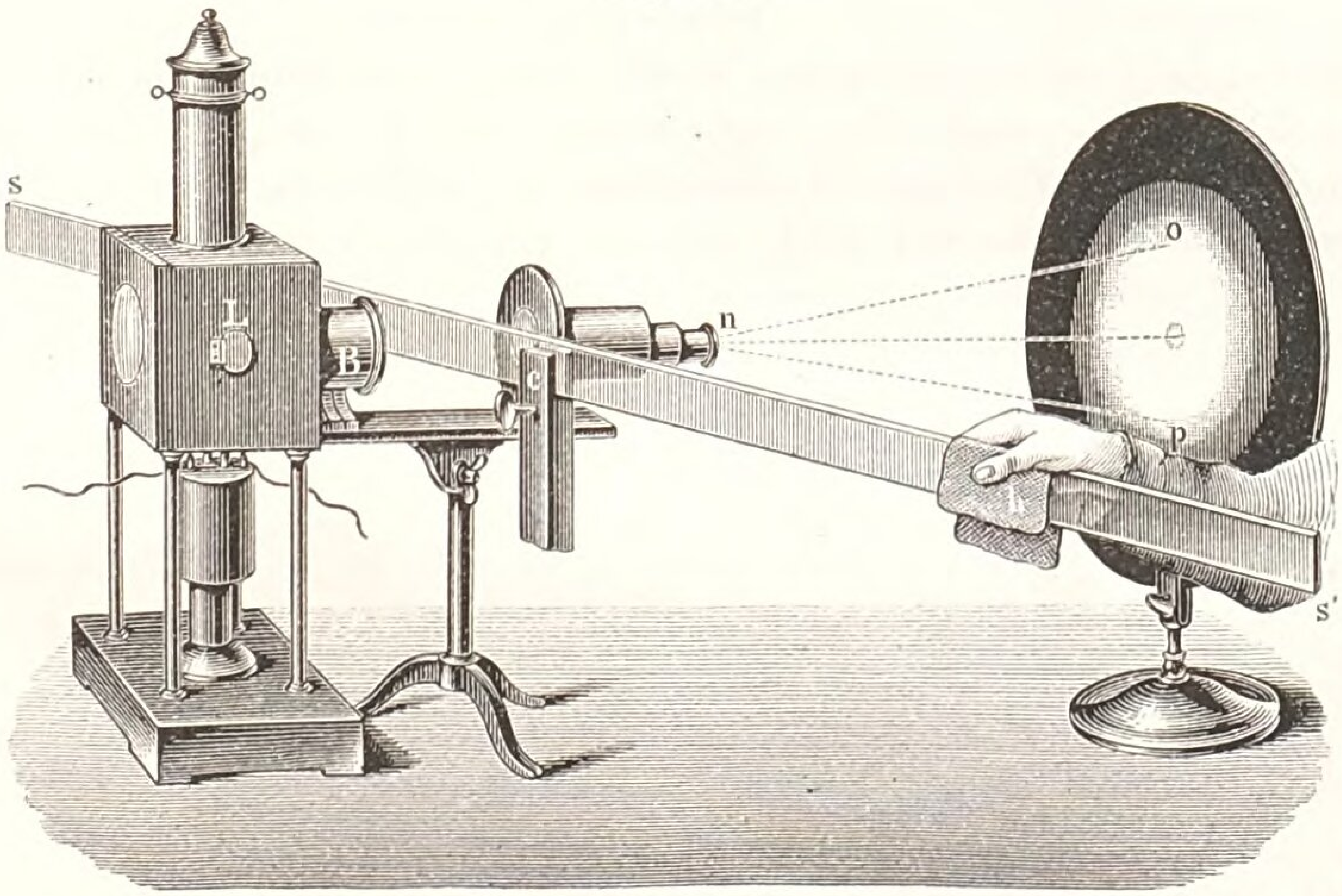
setzen wir nun den Glasstreifen in longitudinale Schwingungen, so wird das Gesichtsfeld erhellt und zwar auf so lange, als die Schwingungen des Glasstabes andauern.

Es ist klar, dass während jeder (Doppel-) Schwingung zweimal der Glasstreifen die ursprüngliche isotrope Beschaffenheit annimmt, daher die Aufhellungen durch Verdunkelungen unterbrochen sein müssen. Der Wechsel erfolgt jedoch zu schnell, um direct wahrgenommen zu werden. Kundt (Pogg. Ann. 1864, Bd. 123, S. 541) hat dies durch einen rotirenden Spiegel nachgewiesen und auch gezeigt, dass die Wirkung an den Knotenpunkten am stärksten ist und dass der Stab bei der Ausdehnung optisch positiv (wie Bergkrystall), beim Zusammenziehen optisch negativ (wie Kalkspath) sich verhält. Der Kundt'sche Apparat wird auch Polarisationsvibroskop genannt.

Fig. 485 zeigt, wie dieser interessante Versuch objectiv dargestellt werden kann.

Mach (Optisch-akustische Versuche) hat diesen Gegenstand weiter untersucht und auch gezeigt, dass die halbweichen Körper, wie z. B.

Fig. 485.



Canadabalsam, erwärmtes Colophonium, heisses Glas, syrupdick eingekochte Phosphorsäure, bei Druck oder Deformation momentan das Gesichtsfeld des Polarisationsapparates erhellen, dass jedoch sehr rasch durch die molekularen Bewegungen die Wirkung der Deformation wieder aufgehoben wird.

Mit diesem Verhalten stimmen jene Vorstellungen über die Bewegungen der Moleküle, die sich in gespannter Lage befinden, überein, zu denen ich selbst durch Folgerungen aus den Schmelzpunktserscheinungen geführt wurde. (Pfaundler: Ueber den halbflüssigen oder weichen Aggregatzustand.)

Haben die Moleküle erhitzten, weichen Glases in Folge rascher Abkühlung nicht genügend Zeit gefunden, ungespannte Lagen anzunehmen, so wird bekanntlich solches Glas spröde, es zeigt dann aber auch doppelbrechende Eigenschaften, weshalb Hagenbach (Verf. der Baseler Naturf. Ges. Bd. VI) vorgeschlagen, Glaswaaren vor dem Ankaufe im Polarisationsapparat zu untersuchen.

Die durch solche künstliche Mittel in sonst isotropen Körpern hervorgerufene Doppelbrechung ist oft nicht stark genug, um mit den bis jetzt besprochenen Mitteln beobachtet zu werden. Leichter gelingt dies mit gewissen Farbenerscheinungen, welche später erklärt werden sollen. Wir werden dann auch nochmals auf die Erscheinungen in gekühlten und gepressten Gläsern zurückkommen.

151 **Interferenz polarisirter Lichtstrahlen.** Rechtwinklig zu einander polarisirte Lichtstrahlen können, wie Fresnel und Arago gezeigt haben, nicht durch Interferenz sich vernichten oder unterstützen, und daraus folgt, dass die Lichtvibrationen rechtwinklig zu der Richtung der Strahlen sind. Wenn man vor das Objectiv eines Fernrohres einen Schirm mit zwei Oeffnungen bringt, wenn man dann vor die Oeffnungen zwei vollkommen gleich dicke Turmalinplatten setzt, so fallen alle Interferenzstreifen weg, welche von der gegenseitigen Einwirkung beider Oeffnungen herrühren, wenn die Polarisationsebenen der Turmalinplatten gekreuzt sind; sie erscheinen aber wieder, wenn man sie parallel stellt.

Zwölftes Capitel.

Chromatische Polarisation

oder

die Farben doppeltbrechender Krystallplatten im polarisirten Lichte.

Uebersicht der Erscheinungen. Legt man eine recht dünne Platte eines einaxigen oder auch zweiaxigen Krystalls, welche so geschnitten oder gespalten ist, dass die optische Axe oder bei zweiaxigen Krystallen die beiden optischen Axen in der Schnittebene liegen, also z. B. eine Kalkspath- oder eine Quarzplatte oder ein parallel der Axe gespaltenes Gypsblättchen zwischen Polariseur und Analyseur eines Polarisationsapparates, so erscheint im Allgemeinen die Krystallplatte mehr oder weniger lebhaft gefärbt. Je nachdem man dann die Krystallplatte selbst oder den Analyseur dreht, ändert sich entweder die Intensität der Färbung oder auch die Färbung selbst. Bei einfarbigem Lichte ändert sich nur die Intensität der Färbung. Ausserdem überzeugt man sich leicht, dass die Dicke der Platte auf die Erscheinung Einfluss nimmt und dass dieselbe über eine gewisse Dicke hinaus verschwindet. 152

Zu diesen Versuchen eignet sich ganz besonders gut der natürliche Gyps, weil er sich leicht durch Spaltung in ganz dünne Blättchen von geeigneter Beschaffenheit bringen lässt. Am besten gelingt dies mit derjenigen Varietät, welche auf dem Montmartre bei Paris gefunden wird.

Um die Blättchen, welche sehr zerbrechlich sind, zu schonen, kittet man sie mittelst Canadabalsam zwischen Glasplatten. Ausser einer kleinen Sammlung solcher Blättchen, worunter zwei gleich dicke sein müssen, benöthigt man zu den Versuchen noch eine keilförmig geschliffene Gypsplatte, welche dazu dient, den Einfluss der Dicke zu demonstriren und ausserdem noch einige wichtige Anwendungen zulässt.

Als Polarisationsapparat benutzt man zu diesen Versuchen meistens den Nörrenberg'schen, wobei man als Analyseur am bequemsten ein Nicol'sches Prisma anwendet. Doch lassen sich die Erscheinungen, wie wir zeigen werden, auch objectiv darstellen.

Die Gypskrystalle sind, wie eben erwähnt wurde, nach einer Richtung vollkommen spaltbar, sie besitzen aber nach zwei anderen Richtungen noch eine unvollkommene Spaltbarkeit. Es stelle Fig. 486 ein von einem Gypskrystall vom Montmartre abgespaltenes Blättchen dar, so wird man finden, dass es parallel mit den Linien *aa* und *bb* theilbar ist; man kann demnach aus einem solchen Gypsblättchen leicht ein Stückchen in Form eines Parallelogramms, Fig. 487, herausspalten.

Fig. 486.

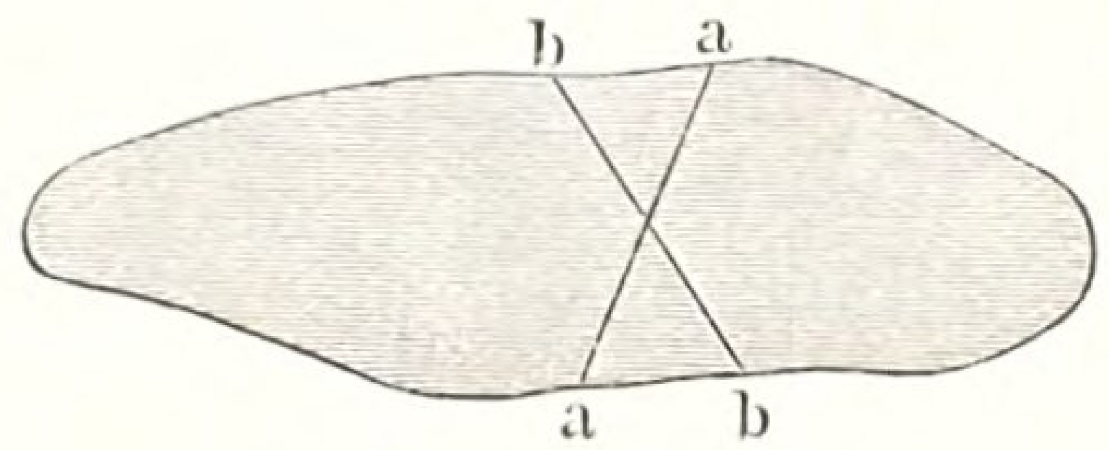
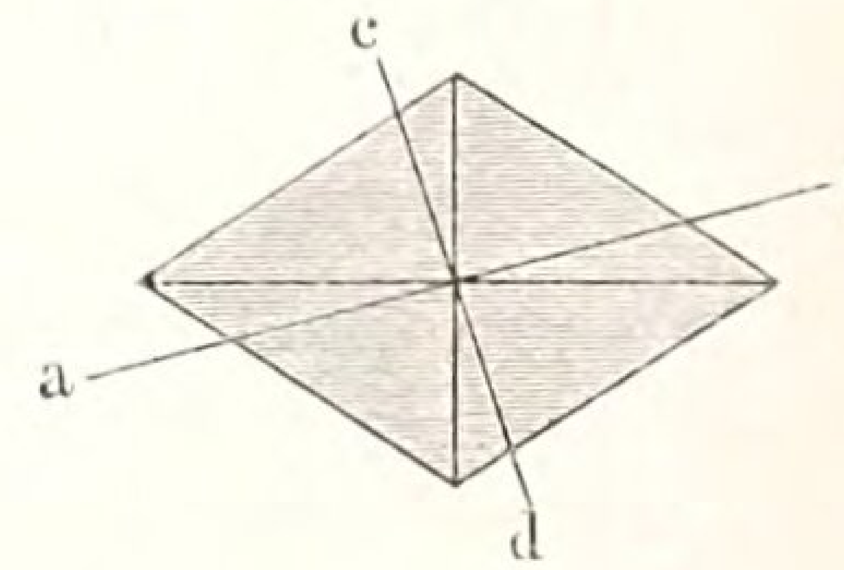


Fig. 487.



Bringt man nun ein solches Parallelogramm in den Apparat, so findet man, dass das Gypsblättchen ganz dunkel erscheint, wenn eine Linie *ab*, Fig. 487, die mit der Halbirungslinie des spitzen Winkels des Blättchens einen Winkel von nahe 20° macht, mit der Polarisationsebene des unteren Spiegels zusammenfällt, oder darauf rechtwinklig steht.

Wir wollen deshalb die durch *ab* gelegte auf der Ebene des Blättchens senkrecht stehende Ebene mit dem Namen Hauptschnitt bezeichnen, da sie eine analoge Rolle spielt, wie die Hauptschnittebene einer axenparallelen Turmalinplatte.

Bei den nun zu besprechenden Versuchen verwendet man gewöhnlich weisses Tageslicht; um jedoch die später zu gebende Erklärung der Erscheinungen zu erleichtern, wollen wir uns auch einfarbiges, z. B. Kochsalzlicht, angewendet denken oder annehmen, dass man die Erscheinungen durch ein rothes Glas betrachte. Um ferner zugleich den Einfluss der Dicke zu übersehen, wenden wir den Gypskeil an, auf dessen Fassung wir durch einen vorläufigen Versuch die Richtung des Hauptschnitts *ab* gekennzeichnet haben.

I. Versuchsreihe. Die Polarisationsebene des Polariseurs und Analyseurs wird gekreuzt.

A. Im monochromatischen Lichte:

Der Gypskeil erscheint im Allgemeinen mit hellen und dunklen Streifen, welche gleich weit von einander abstehen und der Kante parallel gehen.

Beim Drehen des Gypskeils in seiner Ebene um 360° verschwinden in vier Lagen die Streifen und wird das

Gesichtsfeld dunkel. Es sind dies die Lagen, wo der Hauptschnitt einer der Polarisationsebenen parallel, also auf der andern senkrecht steht. In den vier um 45⁰ davon abweichenden Zwischenlagen erscheinen die Streifen am intensivsten.

Ein Gypsblättchen erscheint in allen Lagen wie eine gleich dicke Stelle des Gypskeils. Beim Drehen des Blättchens bleibt es also entweder immer gleich dunkel, wenn die Dicke dieselbe ist wie die des Keils an den Stellen der dunklen Streifen, oder es wird abwechselnd dunkel und hell bei dazwischenliegender Dicke, und zwar dunkel, wenn der Hauptschnitt parallel einer der beiden Polarisationsebenen liegt, hell in den Zwischenlagen, am hellsten in den 45⁰-Stellungen.

Aendert sich die Lichtsorte, so muss, um genau dieselben Erscheinungen zu erhalten, die Dicke der Blättchen proportional der Wellenlänge der Lichtsorte geändert werden. Die Streifen des Gypskeils werden daher schmäler, wenn man brechbareres Licht anwendet.

B. Im weissen Lichte:

Der Gypskeil zeigt im Allgemeinen parallele Streifen in den Newton'schen Farben (§. 129).

Beim Drehen des Gypskeils um 360⁰ verschwinden in vier Lagen die farbigen Streifen und das Gesichtsfeld wird dunkel. Dies geschieht, so oft der Hauptschnitt einer der beiden Polarisationsebenen parallel, also auf der andern senkrecht liegt. In den Zwischenlagen ist die Art der Färbung immer dieselbe, jedoch am intensivsten bei den 45⁰-Stellungen.

Ein Gypsblättchen erscheint im Allgemeinen gleichförmig gefärbt in einer Newton'schen Farbe wie eine gleich dicke Stelle des Keils. Beim Drehen des Blättchens verschwindet daher in den vier Parallellagen die Farbe und wird das Feld dunkel, in den Zwischenlagen erscheint dieselbe Farbe wieder und wird am intensivsten in der 45⁰-Lage. Hat das Gypsblättchen Stellen ungleicher Dicke, so erscheint es buntscheckig gefärbt.

II. Versuchsreihe. Die Polarisationsebenen des Polariseurs und Analyseurs sind parallel.

A. Im monochromatischen Lichte:

Die Erscheinungen verlaufen wie unter I. A, nur tritt an die Stelle von Dunkelheit Helligkeit und umgekehrt.

B. Im weissen Lichte:

Die Erscheinungen verlaufen wie unter I. B, nur tritt an Stelle der Dunkelheit Helligkeit und an Stelle jeder Farbe die zu ihr complementäre.

III. Versuchsreihe. Polariseur und Gypsblättchen bleiben unverrückt, der Analyseur wird gedreht.

Die Angabe der dabei eintretenden Erscheinungen ist grösstentheils bereits in I und II enthalten. Wir wollen sie nochmals in Folgendem zusammenfassen.

A. Der Hauptschnitt des Gypskeils oder Blättchens ist unter 45^0 gegen die Polarisationsebene des Polariseurs geneigt. Beim Drehen des Analyseurs treten die hellen und dunklen oder die farbigen Streifen des Keiles am lebhaftesten hervor, so oft sich die Polarisationsebene des Polariseurs und Analyseurs rechtwinklig kreuzen oder parallel stehen; sie verschwinden, so oft die Polarisationsebene des Analyseurs und der Hauptschnitt des Gypses parallel oder senkrecht auf einander stehen.

Ein Gypsblättchen wird während einer ganzen Umdrehung des Analyseurs viermal lebhaft gefärbt und ebenso oft farblos. Die Färbung ist in anstossenden Quadraten complementär, also in übers Eck stehenden Quadraten gleich, sie ist am lebhaftesten bei paralleler oder senkrechter Stellung beider Polarisationsebenen, sie verschwindet bei den 45^0-Stellungen des Analyseurs, also wenn dessen Polarisationsebene parallel oder senkrecht zum Hauptschnitt ab liegt.

B. Der Hauptschnitt ab des Gypskeils oder -Blättchens geht parallel oder senkrecht zum Polariseur.

In diesem Falle treten bei der Drehung des Analyseurs weder Streifen, noch Farben auf.

C. Bei jeder andern Lage des Gypses treten während der Drehung des Analyseurs Streifen und Farben wie bei A, jedoch in geringerer Intensität auf.

IV. Versuchsreihe. Es werden zwei Gypsblättchen über einander gelegt.

A. Die Hauptschnitte ab der Gypsblättchen liegen parallel.

Alle Erscheinungen finden so statt, als hätte man ein Gypsblättchen von der Dicke gleich der Summe der Dicken der einzelnen Blättchen angewendet.

B. Die Hauptschnitte ab liegen senkrecht auf einander.

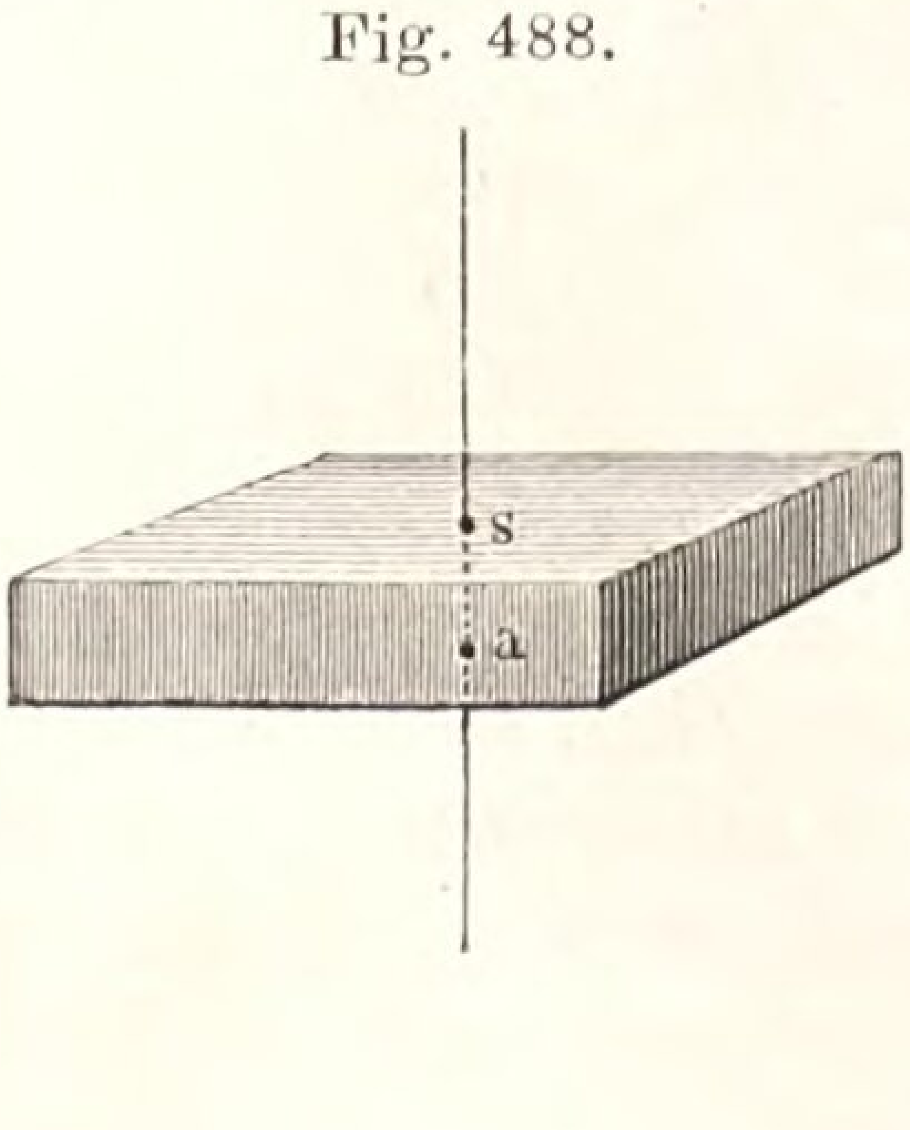
Alle Erscheinungen erfolgen so, als hätte man ein Blättchen von einer Dicke gleich der Differenz der Dicken der einzelnen Blättchen angewendet. Sind daher in diesem Falle die beiden gekreuzten Blättchen gleich dick, so erscheinen sie in dem über einander liegenden Theile farblos und dunkel zwischen gekreuzten, hell zwischen parallelen Polarisationsebenen, während die vorstehenden Theile entsprechend ihrer Dicke und Lage gleich gefärbt erscheinen.

C. Legt man den Gypskeil mit seinem Hauptschnitt ab unter 45^0 zwischen die gekreuzten Polarisationsebenen und ein beliebiges Gypsblättchen mit seinem Hauptschnitt ab senkrecht über den des Keiles, so erscheint an jener Stelle des letzteren, der dieselbe Dicke hat wie das Blättchen, auch im weissen Lichte ein schwarzer Streifen.

Erklärung der Erscheinungen an Gypsblättchen im Polarisationsapparat. 153 Die auffallende Aehnlichkeit der beschriebenen Erscheinungen an Gypsblättchen mit jenen, welche an sehr dünnen Blättchen überhaupt stattfinden und im §. 129 beschrieben wurden, lässt vermuthen, dass wir es auch hier mit einer Interferenzerscheinung zu thun haben und in der That lassen sich alle beschriebenen Phänomene durch die Annahme erklären, dass die beiden polarisirten Strahlen, welche das Gypsblättchen mit verschiedener Geschwindigkeit durchsetzen, in jenen Componenten, welche sich im Analyseur fortpflanzen können, zur Interferenz kommen. Während also bei den „Farben dünner Blättchen" der Gangunterschied durch die ungleich langen Wegstrecken der interferirenden Strahlen zu Stande kommt, wird er hier durch die ungleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten längs der beiden Schwingungsebenen hervorgebracht.

Es stelle Fig. 488 in stark vergrössertem Maassstabe das Gypsblättchen perspectivisch dar. Der von unten kommende polarisirte Strahl trifft die Platte in a; die beiden Strahlen, in welche der einfallende Strahl durch die doppelte Brechung des Gypses getheilt wird, durchlaufen das Blättchen in gleicher Richtung, um bei s wieder auszutreten. — Zunächst haben wir nun zu untersuchen, wie die Vibrationen des einfallenden Strahles beim Eintritt in die Krystallplatte zerlegt, sodann aber wie nach dem Austritt aus der Platte die Schwingungen des ordinären und extra-

Fig. 488.



ordinären Strahles auf die Schwingungsebene des Zerlegers reducirt werden.

In Fig. 489 stelle die Ebene des Papiers die Ebene der unteren Fläche des Gypsblättchens dar. Die Richtung der einfallenden Strahlen erscheint in a zum Punkt, die Schwingungsebene desselben erscheint in AB zur Linie verkürzt. EF und GH stellen die zur Linie verkürzten Schwingungsebenen des ordinären und des extraordinären Strahls im Gypsblättchen dar.

Bezeichnen wir die Vibrationsintensität oder Amplitude ab des einfallenden Strahles mit a, so haben wir für die Vibrationsintensitäten ac und ad der beiden Strahlen, in welche er sich beim Eintritt in die Krystallplatte theilt,

$$ac = a' = a \,.\, cos\, \alpha$$

und

$$ad = a'' = a \,.\, sin\, \alpha,$$

wenn α den Winkel bezeichnet, welchen EF, die eine der Schwingungsebenen im Krystall, mit AB, der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen macht.

Mit diesen Vibrationsintensitäten treten nun auch die beiden Strahlen in der oberen Fläche des Gypsblättchens bei s wieder aus. Stellt in Fig. 490 die Ebene des Papiers die obere Ebene des Gypsblättchens dar,

Fig. 489.

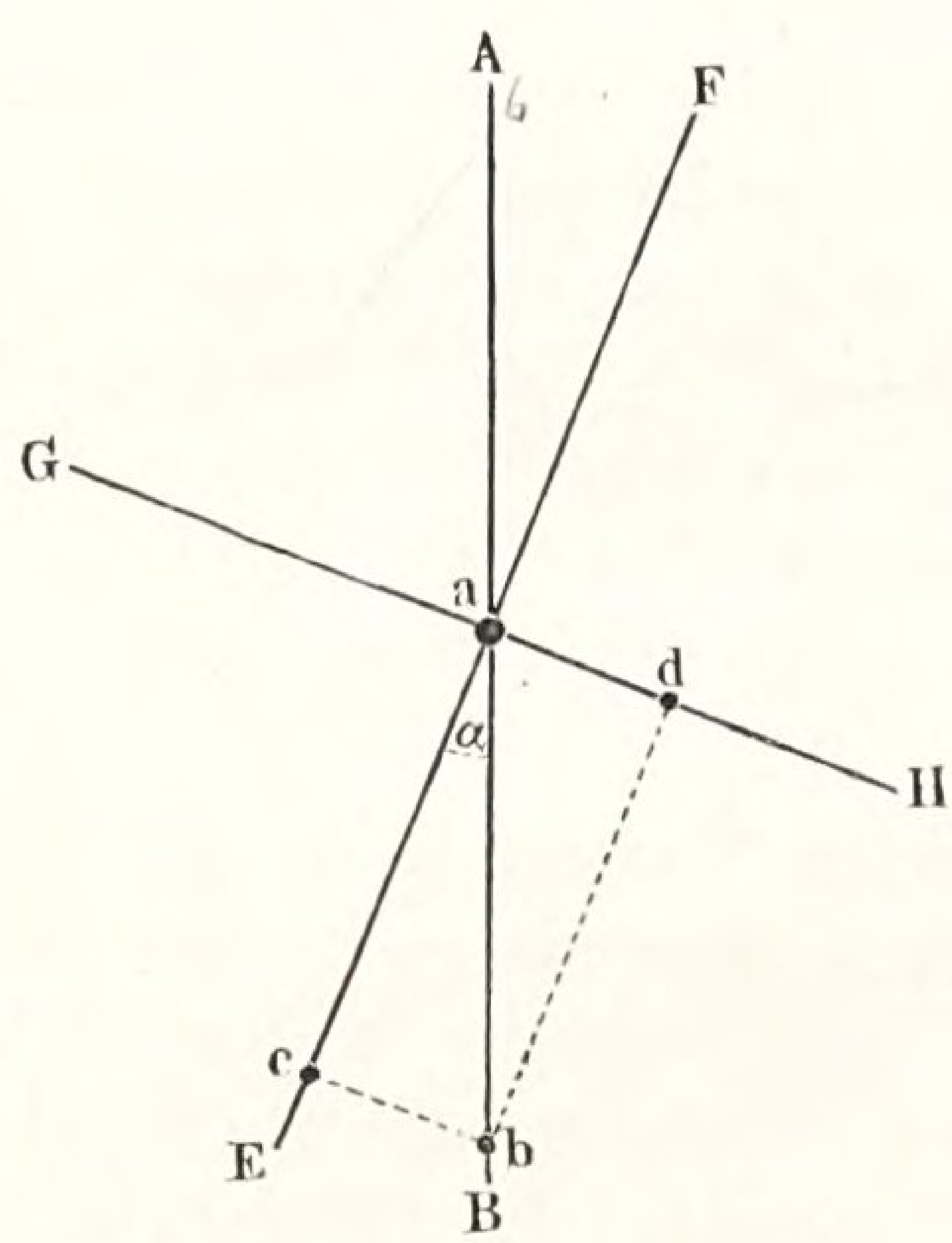
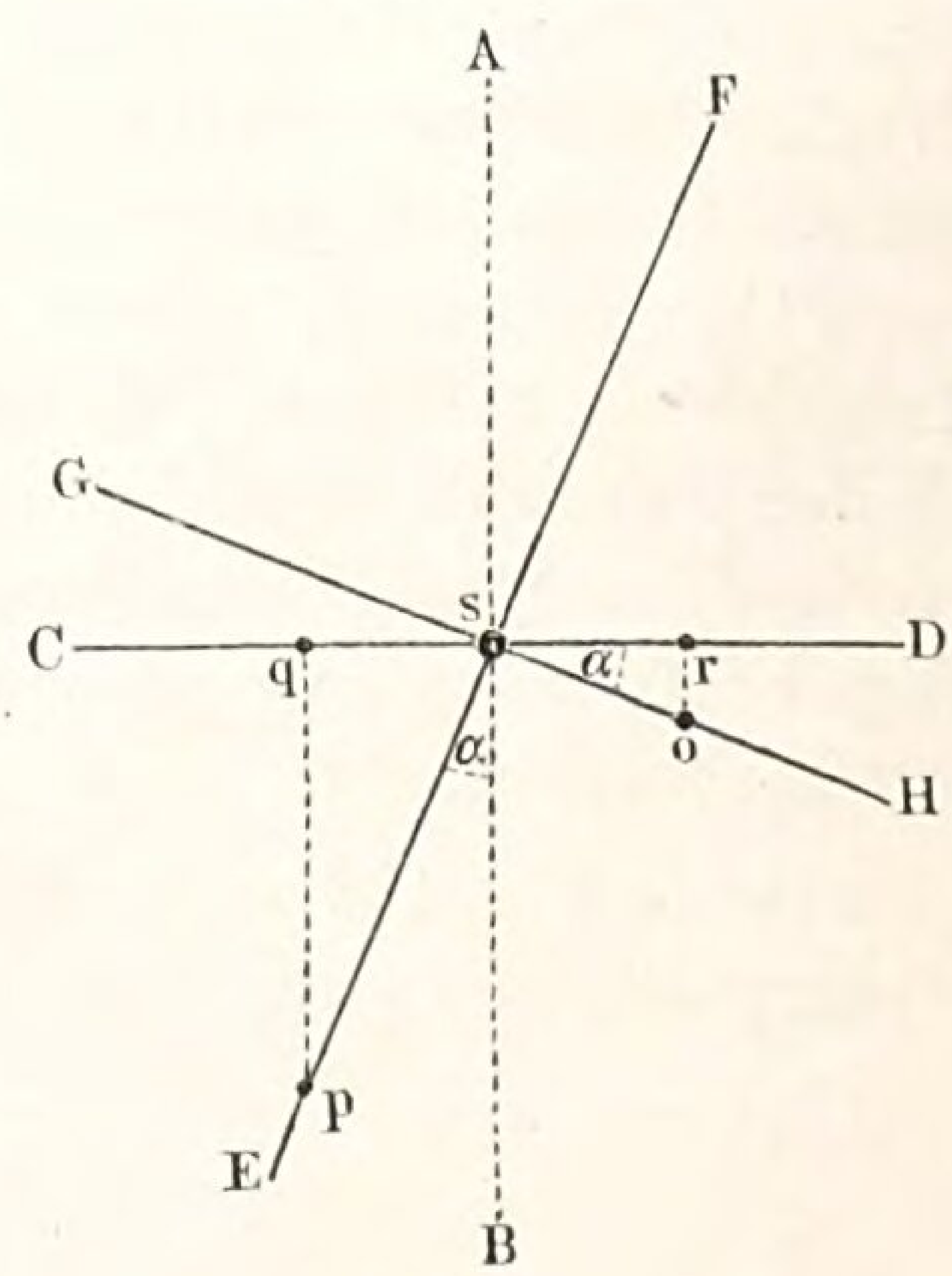


Fig 490.



so ist also die Vibrationsintensität sp des einen austretenden Strahls gleich a', die Vibrationsintensität so des anderen ist aber gleich a''.

Da nun aber die Elasticität des Aethers im Krystall nach der Richtung EF eine andere ist als nach der Richtung GH, so wird auch der nach EF schwingende Strahl mit einer anderen Geschwindigkeit durch den Krystall sich fortpflanzen als der nach GH schwingende, der eine Strahl wird also dem andern um eine bestimmte Anzahl von Wellen-

längen vorauseilen, d. h. wenn N die Anzahl der Wellenlängen ist, welche für den einen Strahl zwischen a und s liegen, so liegen für den andern Strahl $N + x$ Wellenlängen auf diesem Wege as, wenn also

$$v' = a' \,.\, sin \left(2\pi \frac{t}{T}\right)$$

die Vibrationsgeschwindigkeit eines Aethertheilchens in der Austrittsfläche für den nach EF schwingenden Strahl ist, so ist

$$v'' = a'' \, sin \, 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)$$

die gleichzeitige Vibrationsgeschwindigkeit desselben Aethertheilchens für den nach GH schwingenden.

Die beiden bei s austretenden Strahlen können aber nicht sofort interferiren, weil ihre Schwingungsebenen rechtwinklig zu einander sind; die Interferenz wird aber zwischen den Componenten eintreten, welche durch die Zerlegung der beiden austretenden Strahlen längs der Schwingungsebene des Analyseurs hervorgehen.

Betrachten wir zunächst den Fall, dass die Schwingungsebene CD des Zerlegers rechtwinklig stehe auf der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen, dass also GH mit CD einen Winkel α mache, welcher gleich ist dem Winkel, den die Schwingungsebene EE mit AB macht, so wird

$$sq = a' \,.\, sin \, \alpha = a \, cos \, \alpha \,.\, sin \, \alpha$$

die Vibrationsintensität des einen, und

$$sr = a'' \,.\, cos \, \alpha = a \,.\, sin \, \alpha \,.\, cos \, \alpha$$

die Vibrationsintensität des andern aus dem Gypsblättchen austretenden Strahles nach ihrer Reduction auf die Schwingungsebene CD sein. Die Vibrationsintensitäten sr und sq sind, wie man leicht übersieht, der Grösse nach gleich, der Richtung nach aber sind sie entgegengesetzt, wir wollen sie deshalb kurz mit b und mit $- b$ bezeichnen. Ist also die Vibrationsgeschwindigkeit, welche der eine der auf die Schwingungsebene CD reducirten Strahlen einem auf seinem Wege liegenden Aethertheilchen in einem bestimmten Momente mittheilt,

$$u' = b \,.\, sin \left(2\pi \frac{t}{T}\right),$$

so ist die Vibrationsgeschwindigkeit, mit welcher dasselbe Aethertheilchen gleichzeitig durch den andern auf CD reducirten Strahl afficirt wird,

$$u'' = - \, b \,.\, sin \, 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right).$$

Nach §. 114 ergiebt sich aber für die Vibrationsintensität des Strahls, welcher durch die Interferenz der beiden eben besprochenen gebildet wird,

$$B = b\sqrt{2 - 2\cos\left(2\pi\frac{x}{\lambda}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Da nun aber die Lichtstärke dem Quadrate der Amplitude oder Vibrationsintensität proportional ist, so haben wir für die Lichtstärke der in der angegebenen Weise durch Interferenz gebildeten Strahlen den Werth

$$J = 2\,b^2\left(1 - \cos 2\pi\frac{x}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Die Lichtintensität J ist also abhängig von der Lage des Blättchens, denn sie ist eine Function des Winkels α, von welchem der Werth des Factors b abhängt, dann ist J aber auch abhängig von der Dicke des Blättchens, also von x.

Untersuchen wir zunächst, wie J von x abhängt. J wird gleich Null, wenn

$$x = 0,\ x = \lambda,\ x = 2\lambda,\ x = 3\lambda \text{ etc.}$$

ist, während durch die Interferenz der beiden besprochenen Strahlen ein Maximum von Lichtstärke entsteht, nämlich $J = 2\,b$, wenn

$$x = {}^1/_2\,\lambda,\ x = {}^3/_2\,\lambda,\ x = {}^5/_2\,\lambda \text{ etc.}$$

Ein Gypsblättchen wird also zwischen den gekreuzten Polarisationsebenen dunkel erscheinen, wenn der eine Strahl dem andern um eine ganze Anzahl von Wellenlängen vorausgeeilt ist, dagegen erscheint das Gypsblättchen im Maximum der Helligkeit, welche für seine Lage möglich ist, wenn das Vorauseilen des einen Strahles vor dem andern ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt.

Nun aber ist, wie schon bemerkt, der Factor b vom Winkel α abhängig, denn es ist

$$b = a\,.\,\sin\alpha\,.\,\cos\alpha.$$

Es wird also

$$b = 0 \text{ und also auch } J = 0,$$

wenn $\alpha = 0$ oder $\alpha = 90^0$ ist. Wenn also eine der Schwingungsebenen im Gypsblättchen mit der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen zusammenfällt, so bleibt das Gypsblättchen bei gekreuzten Spiegeln dunkel, welches auch der Werth von x, welches also auch seine Dicke sein mag. Dagegen wird der Werth von b ein Maximum, nämlich $b = \frac{a}{2}$ für $\alpha = 45^0$. In seiner grössten Helligkeit

$$J = \frac{a^2}{2}\left(1 - \cos 2\pi\frac{x}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

erscheint also das Gypsblättchen zwischen gekreuzten Polarisationsebenen, wenn es so gelegt ist, dass jede der Schwingungsebenen im Krystallblättchen einen Winkel von 45^0 mit der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen macht.

In analoger Weise erklären sich die Erscheinungen an Gypsblättchen zwischen parallelen Polarisationsebenen.

Werden die Schwingungen *so* und *sp*, Fig. 491, nach einer Ebene *AB* zerlegt, die mit der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen parallel ist, so erzeugen beide eine Schwingung nach derselben Richtung *st*; nach der Zerlegung durch den Analyseur werden sich also die beiden Wellensysteme unterstützen müssen.

Für einfarbiges Licht erscheinen also zwischen parallelen Polarisationsebenen diejenigen Stellen hell, welche genau so dick sind, dass ein Strahl im Krystalle dem andern gerade um eine oder mehrere ganze Wellenlängen voraneilt. Zwischen parallelen Polarisationsebenen werden also gerade diejenigen Stellen der keilförmigen Platte durch das rothe Glas hell erscheinen, die zwischen gekreuzten dunkel waren; diejenigen Stellen aber, die bei der gekreuzten Stellung hell erschienen, sind nun dunkel.

Von dieser letzteren Behauptung, dass zwischen parallelen Polarisationsebenen gerade die Stellen dunkel erscheinen müssen, in welchen der eine Strahl dem andern um $^1/_2$ oder ein ungerades Vielfaches von $^1/_2$ Wellenlänge vorausgeeilt ist, überzeugt man sich durch Betrachtung der Fig. 492, ohne dass eine weitere Erläuterung nöthig wäre.

Nehmen wir nun weisses Licht statt des einfarbigen, so werden bei parallelen Polarisationsebenen gerade diejenigen Farben im Ton des

Fig. 491.

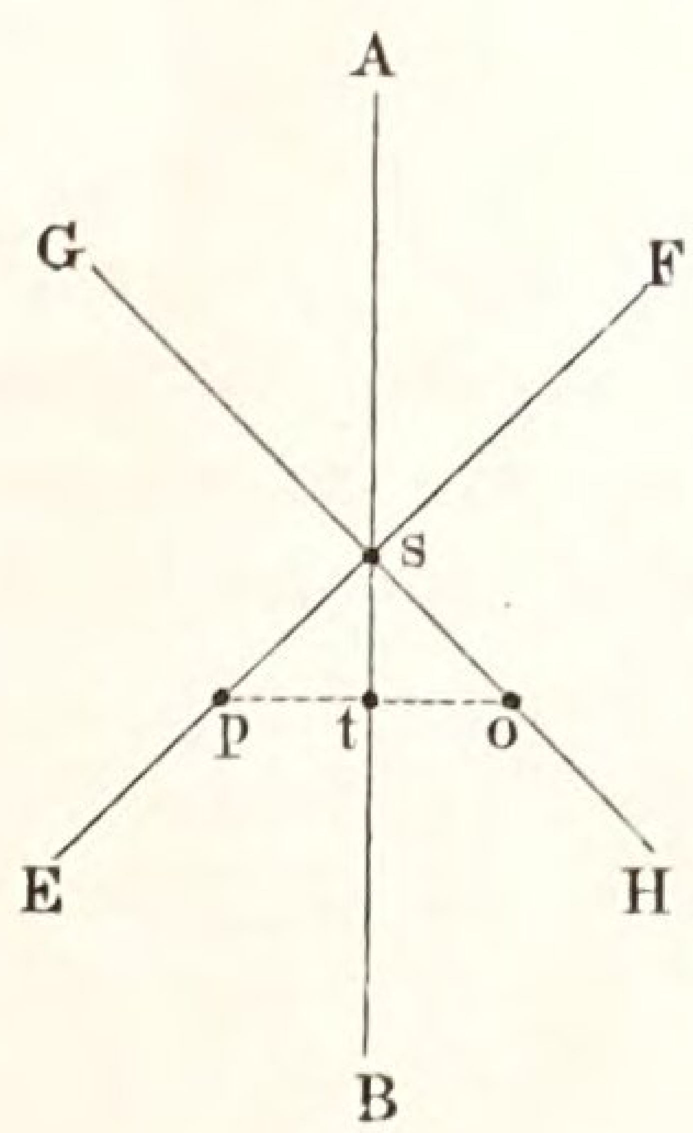
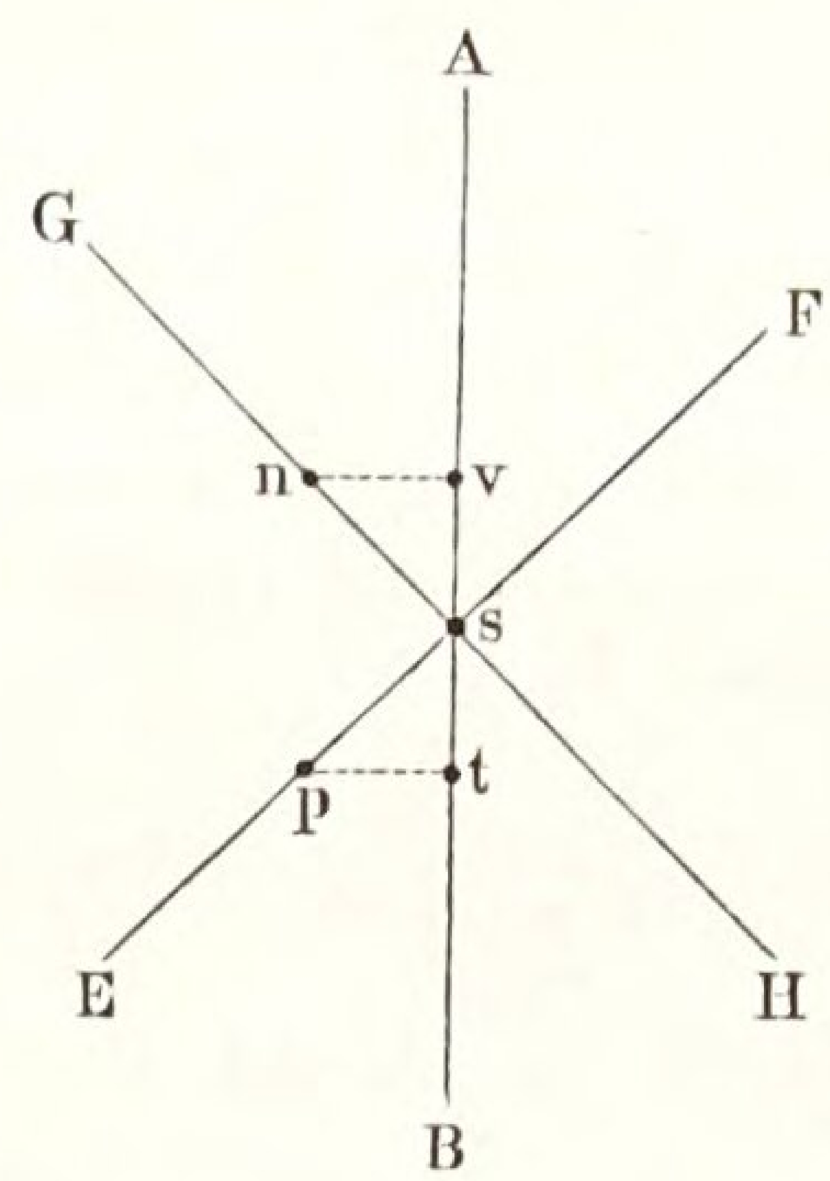


Fig. 492.

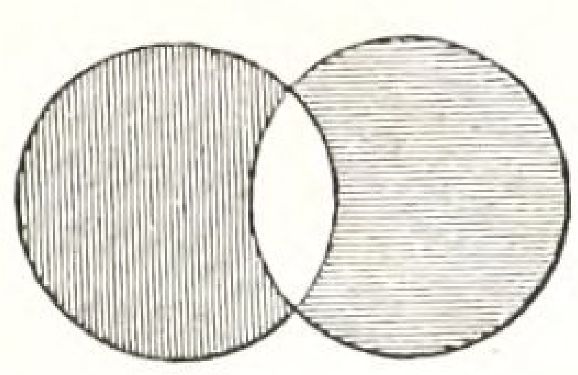


Gypsblättchens vorherrschen, die ihm bei gekreuzter Stellung fehlen; diejenigen Farben aber werden hier den geringsten Einfluss auf die Färbung ausüben, die bei gekreuzter Stellung vorherrschen.

Demzufolge findet zwischen der Farbe, welche ein Gypsblättchen zwischen gekreuzten und derjenigen, welche es zwischen parallelen Polarisationsebenen zeigt, eine solche Beziehung statt, dass sie sich gegenseitig zu Weiss ergänzen; es sind also Complementärfarben, die hier in grösster Reinheit und Schönheit sich zeigen.

Ersetzt man den Zerlegungsspiegel des Apparates durch ein doppeltbrechendes Prisma, so sieht man zwei Bilder des Gypsblättchens, welche complementär gefärbt sind; diese Färbung ist am stärksten, wenn die Schwingungsebene des einen Strahles im Kalkspathprisma mit der Schwingungsebene des Polarisationsspiegels zusammenfällt. Die Stelle, wo die beiden Bilder über einander fallen, erscheint weiss. Am schönsten lässt sich dies zeigen, wenn man das Gypsblättchen mit einem schwarzen Schirm bedeckt, in welchem nur eine runde Oeffnung sich befindet, unter der gerade das Gypsblättchen liegt; man sieht dann durch das doppeltbrechende Prisma zwei farbige Kreise, deren Farben complementär sind; da aber, wo sie über einander fallen, erscheinen sie weiss, wie dies in Fig. 493 angedeutet ist.

Fig. 493.



Gehen wir nun zur Erklärung der Erscheinungen am Gypskeil.

Bedeutet λ eine Wellenlänge in Luft, n und n' die beiden Brechungsquotienten für den Krystall, so sind die Wellenlängen der beiden polarisirten Strahlen innerhalb desselben durch die Ausdrücke $\frac{\lambda}{n}$ und $\frac{\lambda}{n'}$ gegeben. Innerhalb der Dicke d des Blättchens liegen dann bei dem einen Strahl $\frac{d\,n}{\lambda}$, beim andern Strahl $\frac{d\,n'}{\lambda}$ Wellenlängen.

Der Gangunterschied beträgt demnach:

$$\frac{d\,n}{\lambda} - \frac{d\,n'}{\lambda} = \frac{d}{\lambda}\,(n - n').$$

Ist dieser Gangunterschied $= {}^1/_2$ oder ${}^3/_2$ oder ${}^5/_2$ oder überhaupt ein ungerades Vielfaches der Wellenlänge, so werden die beiden Componenten nach Zurückführung auf die gekreuzte Schwingungsebene des Analyseurs sich unterstützen. Es wird also eine helle Stelle auftreten, wo die Dicke

$$d = {}^1/_2\,\frac{\lambda}{n - n'} \quad \text{oder} \quad {}^3/_2\,\frac{\lambda}{n - n'} \quad \text{oder} \quad {}^5/_2\,\frac{\lambda}{n - n'} \quad \ldots\,.$$

Dagegen wird eine dunkle Stelle auftreten für

$$d = o,\ \frac{\lambda}{n - n'}\ \frac{2\,\lambda}{n - n'}\ \frac{3\,\lambda}{n - n'}\ \ldots\,.$$

Um nun den Effect der verschiedenen Farben bei Anwendung weissen Lichtes auszumitteln, können wir ganz so, wie in §. 129 vorgehen, ja, wir können ohne Weiteres dieselbe Construction wie in Fig. 402 benutzen, wenn wir nur statt der Abscissenpunkte $\frac{\lambda}{2}$, λ, $\frac{3\,\lambda}{2}$ u. s. f. die Bezeichnungen $\frac{\lambda}{n - n'}$, $\frac{2\,\lambda}{n - n'}$, $\frac{3\,\lambda}{n - n'}$ u. s. f. unterstellen.

Es folgt daraus, dass die Farben der Gypsblättchen im Polarisationsapparate mit den Newton'schen Farben „dünner Blättchen" identisch sein müssen.

Da $n - n'$ meist eine kleine Zahl ist, so wird d, d. i. die Dicke der Gypsblättchen, bedeutend beträchtlicher sein müssen, um dieselbe Farbe zu zeigen, wie ein dünnes Blättchen nach §. 129.

Je weniger die beiden Brechungsquotienten n und n' von einander an Grösse abweichen, desto dicker muss die Krystallplatte genommen werden, um denselben Gangunterschied hervorzubringen. Beim Kalkspath gelingt es deshalb schwer, so dünne Blättchen zu schleifen, dass die Farben im polarisirten Lichte sich zeigen. Hingegen beim Quarz, dessen beide Brechungsquotienten viel weniger von einander verschieden sind, kann die Dicke eine beträchtliche (ungefähr 20 mal so gross als beim Kalkspath) sein. Erst wenn die Dicke über $1/2$ mm beträgt, hört eine Bergkrystallplatte auf, Farben zu zeigen.

Für Gypsblättchen enthält die nachstehende Tabelle die nöthigen Dicken, um die Newton'schen Farben der ersten drei Ordnungen hervorzurufen.

Erste Ordnung.	
Bläulich-Weiss	0·027 mm
Gelblich-Braun	0·037
Roth	0·044
Zweite Ordnung.	
Dunkel-Purpur	0·065
Blau	0·085
Gelb	0·102
Roth	0·116
Dritte Ordnung.	
Purpur	0·132
Blau	0·142
Grün	0·157
Roth	0·178

Zur Erklärung der §. 152 unter IV aufgeführten Erscheinungen bei übereinandergelegten Gypsblättchen haben wir kaum nöthig, noch Weiteres beizufügen. Dass parallel über einander liegende Blättchen wirken wie solche mit der Summe der Dicken, leuchtet sofort ein; bei gekreuzten Blättchen ist klar, dass dem Voraneilen des einen Strahls in dem untern Blättchen ein Zurückbleiben desselben im obern Blättchen folgen muss, dass somit der Gangunterschied, der im ersten Blättchen erzeugt wurde, im zweiten wieder verkleinert, auf Null reducirt oder in einen entgegengesetzten umgewandelt wird, je nachdem das obere Blätt-

chen dünner, gleich dick oder dicker ist als das untere. Daraus ergiebt sich die Wirksamkeit mit der Differenz der Dicken. Da mithin gekreuzt über einander gelegte Blättchen von gleicher Dicke wirken wie gar keines, so müssen sie im gekreuzten Polarisationsapparate Dunkelheit geben. Kreuzt man daher den Gypskeil durch ein Gypsblättchen, so muss jene Stelle des Keils dunkel erscheinen, welche mit dem Blättchen gleich dick ist.

Dies lässt sich anwenden, um mit Hülfe der keilförmigen Gypsplatte die Farbe eines jeden Gypsblättchens zu bestimmen. Wenn die keilförmige Platte in der gehörigen Lage in den Apparat gebracht ist, hält man das zu prüfende Blättchen so darüber, dass die Schwingungsebenen des Blättchens die entsprechenden Schwingungsebenen der keilförmigen Platte kreuzen. An der Stelle, wo das Blättchen die Streifen der keilförmigen Platte überdeckt, erscheinen diese verändert; an der Stelle, an welcher das Gypsblättchen mit der keilförmigen Platte gleiche Dicke hat, erscheint ein schwarzer Streifen, weil sich hier die Wirkungen des Blättchens und der keilförmigen Platte aufheben. Verfolgt man nun diesen schwarzen Streifen bis dahin, wo die keilförmige Platte frei liegt, so wird im freien Theil ein farbiger Streifen die Fortsetzung des schwarzen bilden. Dieser Farbestreifen hat genau die Farbe, welche das Blättchen für sich allein zeigt, und man kann nun auch leicht sehen, zu welcher Ordnung diese Farbe gehört und welche Dicke das Blättchen besitzt.

154 **Prismatische Zerlegung der Polarisationsfarben.** Dass die Farben der Gypsblättchen wirklich so zusammengesetzt sind, wie es die Theorie angiebt, hat J. Müller auf folgende Weise experimentell nachgewiesen.

Man erzeuge nach der auf Seite 140 angegebenen Weise auf einem Papierschirm ein Spectrum und bringe dann ein zwischen zwei Nicol'schen Prismen befindliches Gypsblättchen dicht bei der Spalte an, durch welche das Licht in das dunkle Zimmer eindringt.

Sind die beiden Nicol'schen Prismen gekreuzt und ist ein Gypsblättchen eingelegt, welches violett (Dunkelpurpur) der zweiten Ordnung zeigt, so ist das Licht, welches auf das Prisma fällt, das Dunkelpurpur der zweiten Ordnung, und es erscheint ein dunkler Streifen im Gelb des Spectrums; ist das Gypsblättchen grün der dritten Ordnung, so erscheint ein dunkler Streifen im Indigo und einer im Roth, für Grün vierter Ordnung ein dunkler Streifen im Blau und ein zweiter im Orange, wie Nr. I auf Tafel VIII zeigt.

Je dicker die Gypsblättchen sind, um so mehr dunkle Streifen erscheinen im Spectrum, zugleich aber wird die Farbe der Blättchen immer unscheinbarer; ein Blättchen, welches drei dunkle Streifen zeigt, ist schon fast ganz weiss. Wenn die Gypsblättchen dick genug sind, so ist die Zahl der Streifen sehr gross und die Streifen selbst sind alsdann sehr fein.

Die beiden Spectra Nr. II und III auf Tafel VIII sind solche auf die erwähnte Weise durch etwas dickere Gypsblättchen erzeugte. In dem einen treten fünf, im andern treten elf dunkle Streifen auf. Statt

Fig. 494.

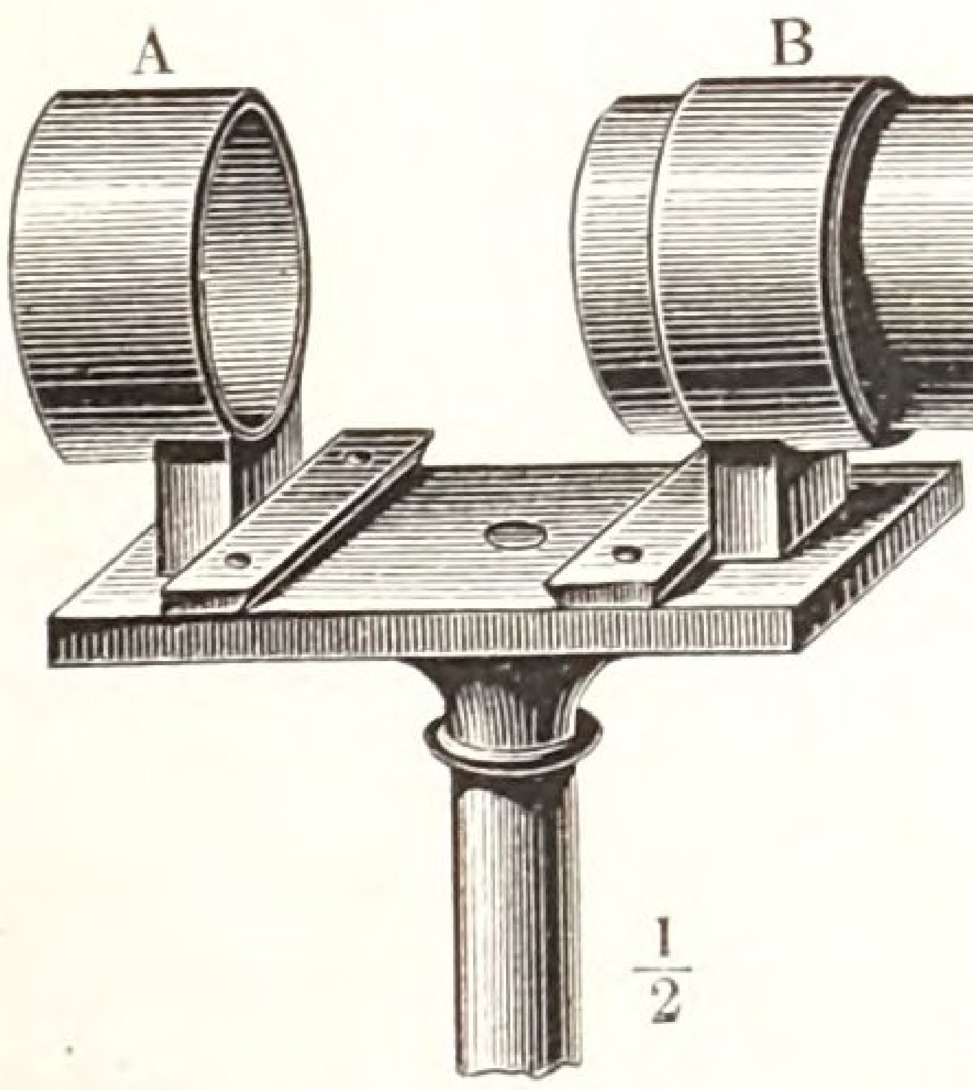


Fig. 495.

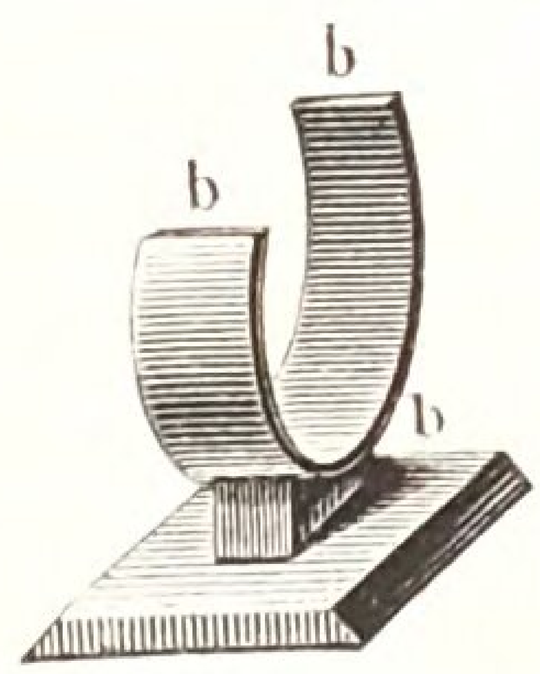


Fig. 496.

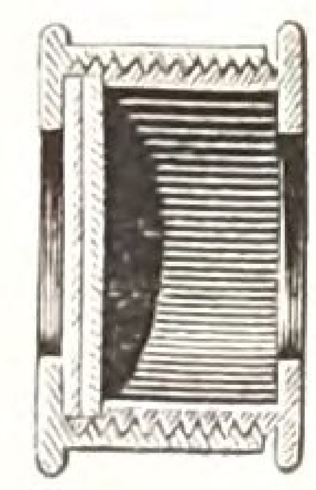


Fig. 497.

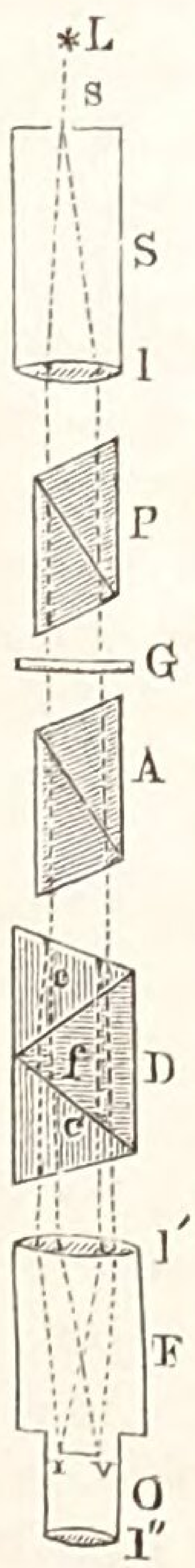
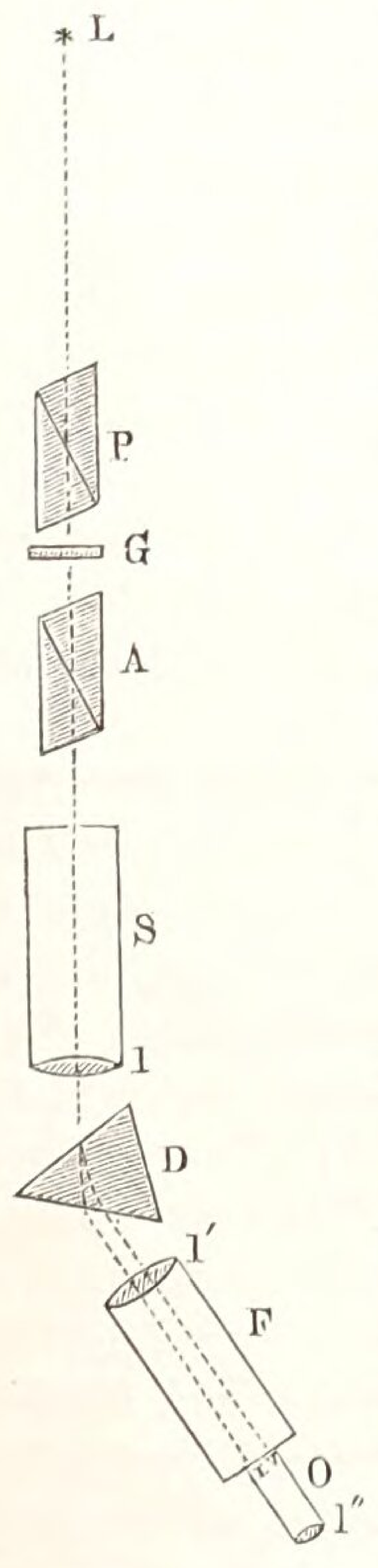


Fig. 498.



der dickeren Gypsblättchen wendet man auch Quarzplatten an, die parallel mit der Axe geschnitten sind.

Fig. 494 bis 496 stellen eine Vorrichtung dar, wie sie nach J. Müller vom Optiker Albert construirt wird, um bei Anstellung des eben besprochenen Versuches die Gypsblättchen leicht zwischen die Nicols und mit diesen vor die Spalte des Ladens setzen zu können. *A* und *B*, Fig. 494, sind die Messinghülsen, welche zur Aufnahme der Nicol'schen Prismen dienen, von welchen unsere Figur nur eines zeigt. Zwischen zwei auf die Bodenplatte aufgeschraubte Messingschienen wird der Fig. 495 dargestellte Träger der Gypsblättchen eingeschoben. Fig. 496 endlich stellt die in den Metallbügel *bbb* einzusteckende Hülse dar, welche zur Aufnahme des zwischen Glasplatten gefassten Gypsblättchens dient. Diese ganze Vor-

richtung wird unmittelbar vor die Spalte im Fensterladen aufgestellt.

Sowie man die entfernte Spalte des Fensterladens beim Spectrometer durch die nahe Spalte des Collimatorrohrs mit Vortheil ersetzt hat (Seite 152), wird man auch hier bequemer einen Collimator (Spaltrohr) anwenden.

Als zerstreuender Apparat empfiehlt sich ein geradsichtiges Prisma. Die Zusammenstellung des Ganzen mag durch das Schema Fig. 497 (a. v. S.) angedeutet werden. *L* ist eine weisse Lichtquelle, *S* das Spaltrohr mit der Collimatorlinse *l*, *P* und *A* zwei Nicols als Polariseur und Analyseur, zwischen ihnen das Gypsblättchen *G*, *D* das geradsichtige Prisma, *F* das Beobachtungsfernrohr mit Fadenkreuz in der Bildebene der Objectivlinse *l'*, welches durch das Ocular *O* beobachtet wird.

Das von der Spalte *s* divergirende Strahlenbündel wird durch die Linse *l* parallel gemacht, durch den Nicol *P* geradlinig polarisirt, durch das Gypsblättchen, dessen Hauptschnitt unter 45° gegen den von *P* geneigt ist, in zwei auf einander senkrechte Componenten zerlegt, die mit Gangunterschied austreten. In dem rechtwinklig zu *P* gestellten Analyseur *A* tritt neuerdings Zerlegung ein, die parallelen Componenten gelangen daselbst zur Interferenz, wodurch gewisse Farbensorten vernichtet werden, so dass in dem durch die Prismencombination *D* in der Bildebene des Fernrohrs *F* entstehenden Spectrum *rv* an Stelle der vernichteten Lichtsorten dunkle Streifen auftreten.

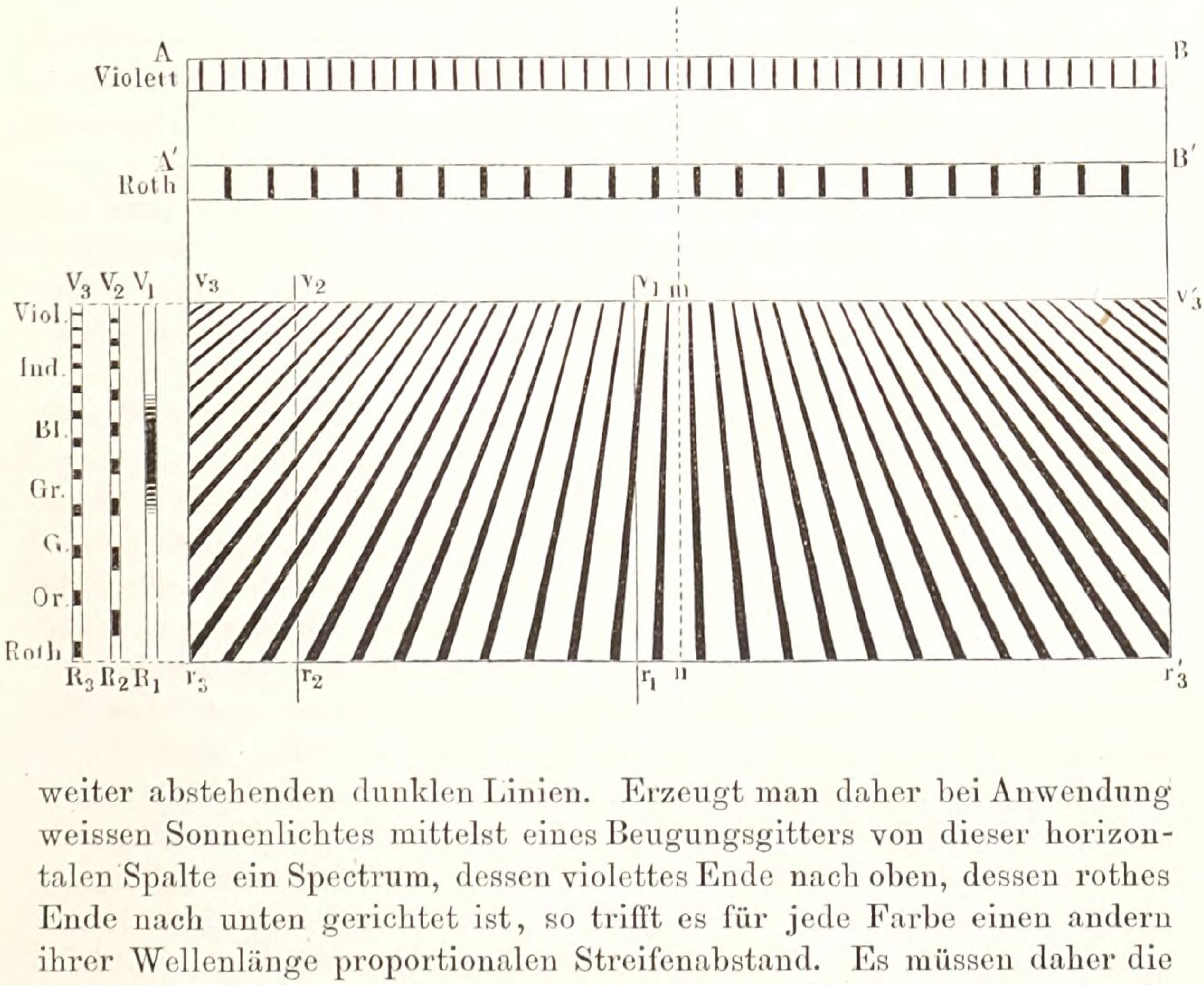
Die beschriebene Versuchsanordnung erfordert gut geschliffene Nicol'sche Prismen von nicht zu kleinem Querschnitt. Wenn solche nicht zur Verfügung stehen, so kann man, wie E. Mach (Opt. akust. Versuche) gezeigt hat, auch die beiden Nicols mit dem Gypsblättchen zwischen Lichtquelle und Spalte stellen, wodurch allerdings viel Licht verloren geht. Fig. 498 (a. v. S.) zeigt schematisch diese Anordnung bei Anwendung eines gewöhnlichen Prismas als zerstreuenden Apparates.

155 **Interferenzerscheinungen im Spectrum, Talbot'sche Linien.** Das im vorigen Paragraphen erwähnte Auftreten dunkler Streifen im Spectrum, welche man erhält, wenn man die Polarisationsfarben der Gypsblättchen spectral zerlegt, ist als ein specieller Fall einer allgemeineren Erscheinung zu betrachten. Es können nämlich solche Streifen im Spectrum noch nach vielen anderen Methoden erhalten werden. Es ist dazu nur erforderlich, dass Strahlen weissen Lichtes mit genügend grossen Gangunterschieden zur Interferenz gelangen und dass das dabei entstandene Licht in ein Spectrum ausgebreitet werde. Der grosse Gangunterschied kann nun ausser durch Polarisation auch durch Beugung, durch Reflexion an Vorderwand und Rückwand dünner Blättchen, durch die Fresnel'schen Spiegel etc. hervorgebracht werden. Da wir an dem letzteren Experimente zuerst das Princip der Interferenz entwickelt haben, so wollen wir hier an dasselbe anknüpfen.

Man denke sich mittelst der Fresnel'schen Spiegel oder nach einer der in §. 113 beschriebenen Methoden das Interferenzphänomen auf einem undurchsichtigen Schirm entworfen, so dass die Interferenzstreifen vertical stehen. Der Schirm habe eine horizontale Spalte geringer Breite, so dass durch diese hindurch nur ein schmaler horizontaler Ausschnitt des Streifenphänomens zur Beobachtung gelangt. Würde man nun homogenes violettes Licht anwenden, so erblickte man einen horizontalen violetten Streifen AB, Fig. 499, der durch die dunklen vertikalen Interferenzlinien durchschnitten ist.

Bei Anwendung rothen Lichtes erhielte man, entsprechend der grösseren Wellenlänge, einen rothen Streifen $A'B'$ mit breiteren und

Fig. 499.



weiter abstehenden dunklen Linien. Erzeugt man daher bei Anwendung weissen Sonnenlichtes mittelst eines Beugungsgitters von dieser horizontalen Spalte ein Spectrum, dessen violettes Ende nach oben, dessen rothes Ende nach unten gerichtet ist, so trifft es für jede Farbe einen andern ihrer Wellenlänge proportionalen Streifenabstand. Es müssen daher die Interferenzstreifen ein System convergirender Linien bilden, wie die Fig. 499 darstellt. In der Zeichnung ist auf die Abstufung der Intensität der Streifen keine Rücksicht genommen. Hätte man statt des Beugungsgitters ein Prisma angewendet, so würde sich die Erscheinung nur dadurch unterscheiden, dass wegen der abweichenden Dispersion die dunklen Streifen bogenförmig gekrümmt erschienen.

Denkt man sich nun aus diesem Spectrum ganz schmale verticale Bänder senkrecht auf die horizontale Spalte herausgeschnitten, und zwar beispielsweise eines derselben bei $v_1 r_1$, ein zweites bei $v_2 r_2$, ein drittes bei $v_3 r_3$,

so würden diese Bänder von verschieden breiten und verschieden zahlreichen dunklen Zwischenräumen durchsetzt erscheinen. Der Ausschnitt bei $v_1\,r_1$ würde sich darstellen, wie in der Figur bei $V_1\,R_1$ angedeutet ist, als sonst continuirliches Spectrum mit einem breiten Schatten in der Mitte; der Ausschnitt bei $v_2\,r_2$ würde, wie bei $V_2\,R_2$ dargestellt ist, neun solche dunkle Zwischenräume enthalten. Im letzten Ausschnitt bei $v_3\,r_3$ endlich wäre die Zahl der dunklen Zwischenräume auf zwölf gestiegen.

Ein solches Spectrum mit den dunklen Zwischenräumen, wie z. B. $V_1\,R_1$ oder $V_2\,R_2$, würde nun offenbar in ganz gleicher Weise entstehen, wenn man von der ganzen horizontalen Spalte nur eine ganz kleine Oeffnung frei gelassen und das durch diese hindurchgegangene Licht spectral aufgelöst hätte. Nur das von einer in der Mitte des Interferenzphänomens vorhandenen Oeffnung ausgehende Licht würde ein lückenloses Spectrum $m\,n$ abgeben. Je weiter man sich von dieser Mitte entfernt, je grösser man also den Gangunterschied der interferirenden Lichtstrahlen werden lässt, desto mehr Durchkreuzungspunkte, also auch desto mehr dunkle Lücken wird das Spectrum erhalten.

Dabei ist sehr bemerkenswerth, dass auch an Stellen, welche von der Mitte so weit abstehen, dass daselbst vor der spectralen Auflösung weder Streifen, noch Farben mehr gesehen werden, im Spectrum die unvollständige Zusammensetzung ihres weissen Lichtes durch die dunklen Lücken verrathen wird.

Nach den Beobachtungen von J. Stefan (Sitzungsber. der Wiener Academie, 50. Bd., S. 484) ist an jenen Stellen, deren Spectrum mindestens neun dunkle Zwischenräume enthält, mit dem Auge nur mehr weisses Licht ohne Färbung wahrzunehmen.

Das mit weissem Lichte hervorgebrachte nicht spectral aufgelöste Interferenzphänomen hat demnach von der Mitte nach beiden Seiten für unser Auge nur eine Breite $= m\,v_2$, der darüber hinausgehende, unserm Auge weiss erscheinende Theil hat in Wirklichkeit nicht dasselbe aus allen Farben des Spectrums zusammengesetzte Weiss, sondern nur ein sozusagen lückenhaftes Weiss, welches sich durch die Spectralanalyse als solches nachweisen lässt. Wie weit hinaus nach beiden Seiten dieser Nachweis möglich ist, haben die Beobachtungen von Fizeau und Foucault *(Ann. de chim. et de physique III. Sér. T. XXVI)* gezeigt, welche auf diese Weise noch einen Gangunterschied von ungefähr 4000 Wellenlängen nachzuweisen vermochten. Durch Verschieben des einen Fresnel'schen Spiegels parallel zu sich selbst liessen die genannten Physiker das Interferenzphänomen von der Mitte angefangen an der Spalte eines Spectralapparates vorbeidefiliren. Die Erscheinung, die dabei auftrat, liesse sich nachahmen, wenn man unter einer Spalte $m\,n$, Fig. 499, das Liniensystem senkrecht auf diese Spalte vorbeiziehen würde. Von dem violetten Ende des Spectrums her würden immer neue dunkle Stellen eintreten, nach dem rothen Ende fortschreiten und dort austreten. Da aber mehr dunkle Streifen eintreten als gleichzeitig austreten,

so vermehrt sich die Anzahl derselben im Spectrum. Es ist leicht einzusehen, dass jedesmal der Gangunterschied um eine Wellenlänge zugenommen hat, wenn an Stelle eines dunklen Streifens an einer Stelle des Spectrums der nächstfolgende Streifen getreten ist. Indem also Fizeau und Foucault die Anzahl der vorübergegangenen Streifen zählten, konnten sie den Gangunterschied bestimmen.

Nach dem Vorgetragenen ist nun klar, dass sich die mit dunklen Streifen durchzogenen Spectra auf zweierlei Weise auffassen lassen, nämlich einmal als „Interferenzerscheinung im Spectrum", dann als „spectrale Auflösung einer Interferenzerscheinung in weissem Lichte". Auch experimentell kann man diesen beiden Bezeichnungen gemäss auf zweierlei Weise vorgehen. Man kann zuerst weisses Licht in das Spectrum zerstreuen und dann die einzelnen homogenen Lichtsorten zur Interferenz bringen, oder zuerst die Interferenz des weissen Lichtes einleiten und dann die Erscheinung spectral auflösen. Die convergenten dunklen Streifen der Figur 499 werden, insofern man ihre Lage als Durchschneidende der Geraden $v_3 v'_3$ ins Auge fasst, „Interferenzstreifen" genannt; insofern man sie aber als Durchschneidungslinien der Spectren $v_2 r_2$, $v_3 r_3$ u. s. f. auffasst, Talbot'sche Linien genannt. Diesen Namen behält man bei, mag der Gangunterschied, welcher die Interferenz verursacht, auf welche Weise immer hervorgebracht sein.

Talbot (Philosophical Magazin (2) vol. X, 1831) brachte die Streifen im Spectrum dadurch hervor, dass er durch ein Prisma nach einer feinen Lichtlinie hinschaute, während er ein dünnes Glimmerblättchen so von der violetten Seite her vor das Auge schob, dass es die eine Hälfte der Pupille verdeckte. Hier kommt das Lichtbündel, welches durch das Glimmerblättchen verzögert wurde, mit demjenigen zur Interferenz, welches neben dem Glimmerblättchen vorbei in das Auge eindrang.

Der Erste, welcher solche Streifen beobachtete, mag wohl Wrede gewesen sein. Er wandte zur Erzeugung derselben ein dünnes Glimmerblättchen an, welches so gebogen wurde, dass es ein Stück einer Cylinderfläche bildete. Ein solcher Glimmercylinder wird nun, wenn seine Axe vertical gestellt ist, von einer benachbarten Lichtquelle, etwa von einer Lampenflamme, ein Spiegelbild geben, welches als eine verticale Lichtlinie erscheint. Diese Lichtlinie ist aber durch die Interferenz zweier Lichtbündel entstanden, von welchen das eine auf der vorderen, das andere auf der hinteren Fläche des Glimmerblättchens reflectirt worden ist.

Schaut man durch ein Prisma nach einer solchen Lichtlinie hin, so erscheint das Spectrum von einer grossen Anzahl feiner Linien durchschnitten. Um diese Streifen mit blossem Auge deutlich sehen zu können, muss das Glimmerblättchen sehr dünn sein, für etwas dickere Glimmerblättchen werden sie aber dadurch vollkommen deutlich, dass man die aus dem Prima austretenden Strahlen nach der bekannten Weise durch ein Fernrohr beobachtet.

Ueber die Talbot'schen Linien liegen eine Reihe von Untersuchungen und schönen Anwendungen vor, von denen wir leider nur einige als Beispiele im nächsten Paragraphen mittheilen können. Wir verweisen daher im Uebrigen auf die Arbeiten von Airy (Pogg. Ann. Bd. 53 und 58); Stefan (Pogg. Ann. Bd. 123); Esselbach (Pogg. Ann. Bd. 98); Mach (Optisch-Akustische Versuche); Dvořák (Pogg. Ann. Bd. 147); Rosický (Sitzungsber. der Wiener Academie Bd. 71).

561 **Anwendungen der Talbot'schen Linien.** Werfen wir noch einmal einen Blick auf Fig. 499. Die Abstände der Interferenzlinien längs der beiden Geraden AB und $A'B'$ sind den Wellenlängen des violetten und des rothen Lichtes proportional und ebenso gilt dies für alle analogen Abstände der Durchschnittspunkte, welche auf den Geraden, die zwischen $v_3 v'_3$ und $r'_3 r'_3$ parallel mit letzteren gezogen werden, entstehen. Man könnte sich daher den Maassstab der Zeichnung so gewählt denken, dass diese Abstände direct die Wellenlängen darstellen. Andererseits drückt die Anzahl dieser Abstände von der Mitte bis zu irgend einer Senkrechten, z. B. $v_2 r_2$, den Gangunterschied in Wellenlängen aus.

Es sei nun für irgend eine der Lichtsorten im Spectrum $v_2 r_2$ (z. B. für eine Fraunhofer'sche Linie), wo sich gerade ein Talbot'scher Streifen befindet, die Wellenlänge λ_1 bekannt, der Gangunterschied betrage daselbst γ solcher Wellenlängen, so ist $\gamma \lambda_1$ gleich dem Abstande $n r_2$. Für eine zweite Stelle im Spectrum gegen das violette Ende zu, wo sich der nächstfolgende Talbot'sche Streifen vorfindet, weiss man dann, dass γ um Eins grösser ist, wären dagegen μ Streifenabstände dazwischen, so wäre der Gangunterschied gleich $\gamma + \mu$ Wellenlängen der dortigen Lichtsorte. Nennen wir deren Wellenlänge λ_2, so hätte man wieder $(\gamma + \mu) \cdot \lambda_2 = n r_2$. Für eine dritte um weitere ν Streifenabstände entfernte Stelle im Spectrum gelte $(\gamma + \mu + \nu) \cdot \lambda_3 = n r_2$.

Die Gleichungen:

$$\gamma \lambda_1 = (\gamma + \mu)\, \lambda_2 = (\gamma + \mu + \nu)\, \lambda_3 \; . \; . \; . \; . \; .$$

gestatten nun, aus zwei bekannten Wellenlängen λ_1 und λ_2 die unbekannten Wellenlängen λ_3 u. s. f. zu berechnen, wenn die Anzahl der Streifenabstände μ, ν u. s. f. zwischen den betreffenden Lichtsorten bekannt ist. Man findet nämlich zunächst:

$$\gamma = \frac{\mu \lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad \text{und dann} \quad \lambda_3 = \frac{\gamma \lambda_1}{\gamma + \mu + \nu}.$$

In ähnlicher Weise ist nun Esselbach (Pogg. Ann. Bd. 98) vorgegangen, um die Wellenlängen der ultravioletten Strahlen zu bestimmen.

Esselbach arrangirte den Versuch in folgender Weise: Das durch eine Spalte in horizontaler Richtung in ein dunkles Zimmer eintretende

Strahlenbündel wurde von einem nahe am Fenster aufgestellten Quarzprisma aufgefangen. Die aus diesem Prisma divergirend austretenden Strahlen wurden auf einem ungefähr 60 cm entfernten, mit einer zweiten Spalte versehenen Schirme aufgefangen, welcher so gestellt war, dass die Spalte an das ultraviolette Ende des Spectrums zu stehen kam. Wurde nun diese nur durch ultraviolette Strahlen erleuchtete Spalte durch ein zweites Quarzprisma und ein Fernrohr beobachtet, so erblickte man einen Theil des ultravioletten Spectrums und ausserdem noch ein schwaches gewöhnliches, von einem durch die zweite Spalte noch eindringenden Rest zerstreuten Tageslichtes herrührendes Spectrum. Je nachdem das erste Prisma etwas nach der einen oder andern Seite gedreht wurde, erschien ein anderer Theil des ultravioletten Spectrums im Fernrohr.

Bei dieser Beobachtungsweise erschienen die Fraunhofer'schen Linien im ultravioletten Theil des Spectrums scharf auf mattem graublauem Grunde, und zwar beobachtete Esselbach solche Streifen noch weit über die Linie N hinaus; den letzten noch sichtbaren Streifen bezeichnete er mit R.

Um die Talbot'schen Linien hervorzubringen, bediente sich Esselbach nicht der Interferenz durch Doppelbrechung, sondern einer der ursprünglichen Talbot'schen ähnlichen Methode. Er bedeckte die Hälfte des Fernrohrobjectivs durch ein senkrecht zur Axe geschliffenes Quarzblättchen von 0·195 mm Dicke. Bezeichnen wir die Dicke des Blättchens mit d, die Wellenlänge eines homogenen Strahls in der Luft mit λ, im Quarz mit λ', den Brechungsquotienten dieses (gewöhnlichen) Strahls im Quarz mit n, so ist der Gangunterschied zwischen den Strahlen, die durch den Quarz hindurch und die am Quarz vorbeigezogen sind, gegeben durch

$$\frac{d}{\lambda'} - \frac{d}{\lambda} = \frac{n\,d}{\lambda} - \frac{d}{\lambda} = \frac{d}{\lambda}(n - 1).$$

Für eine andere brechbarere Lichtsorte, für welche die Wellenlänge in Luft λ_1, in Quarz λ_1', der Brechungsquotient in Quarz n_1 ist, beträgt dieser Gangunterschied

$$\frac{d}{\lambda_1}\,(n_1 - 1).$$

Nach dem früher Entwickelten ist nun der Gangunterschied zweier Stellen im Spectrum gleich der Anzahl Talbot'scher Streifen, die dazwischen liegen. Angenommen, es sei deren Anzahl μ, so gilt also

$$\frac{d}{\lambda_1}\,(n_1 - 1) - \frac{d}{\lambda}\,(n - 1) = \mu,$$

woraus

$$\lambda_1 = \frac{d\,\lambda\,(n_1 - 1)}{\mu\,\lambda + d\,(n - 1)}.$$

Esselbach setzte nun für die Wellenlänge λ der Fraunhofer'schen Linien H den bekannten Werth = 0·0003929 mm und erhielt die in der nachstehenden Tabelle aufgeführten Beobachtungs- und Rechnungsresultate:

Spectral-linien	Brechungsquotient des gewöhnlichen Strahls in Quarz	Zahl der Talbot'schen Streifen	Wellenlängen
H	1·5586		0·0003929 angenommen
		11	
L	1·5605		0·0003791 berechnet
		11	
M	1·5621		0·0003657 „
		15	
N	1·5646		0·0003498 „
		14	
O	1·5674		0·0003360 „
		8	
P	1·5690		0·0003290 „
		7	
Q	1·5702		0·0003232 „
		18	
R	1·5737		0·0003091 „

E. Mach bediente sich der Talbot'schen Streifen, um den Gangunterschied der Lichtcomponenten in einem durch Gewichte gedehnten sowie in einem zum Tönen gebrachten Glasstab zu untersuchen. Er benutzte dabei den in Fig. 498 auf S. 555 schematisch angedeuteten Apparat.

Sind die Polarisationsebenen der beiden Nicols P und A unter 45° gegen den Horizont geneigt, so bringt eine dazwischen vertical aufgehängte und belastete Glasplatte die Erscheinungen wie ein Gypsblättchen hervor. Da es jedoch sehr starker Belastungen bedarf, um den Gangunterschied so beträchtlich zu machen, dass wenigstens Ein Talbot'scher Streifen erscheint, so ist es zweckmässiger, ausser der Glasplatte noch ein passend orientirtes Gypsblättchen einzuschalten, welches für sich allein schon eine genügende Anzahl Talbot'scher Streifen hervorbringt. Durch die Belastung der Glasplatte werden dann diese Streifen verschoben und man weiss dann, dass der Gangunterschied innerhalb der Glasplatte so viele Wellenlängen beträgt als Streifen vorübergewandert sind. Man kann aber auch, wie E. Mach gethan, die durch die Belastungen hervorgebrachten Verschiebungen durch eine entgegengesetzt wirkende Krystallplatte (oder den später zu beschreibenden Babinet'schen Compensator) wiederum aufheben und aus dem Gangunterschied der hierzu nöthigen Dicke der Krystallplatte auf den Gangunterschied der belasteten Glasplatte schliessen. Mach fand auf diese Weise z. B., dass ein mit 50 Kg auf 1 □ cm Querschnitt belasteter Glasstab nur 0·0013 des Gangunterschiedes einer gleich dicken Quarzplatte hervorbringe.

Ein tönender, longitudinal schwingender Glasstab ändert seinen Gangunterschied also auch die Lage der Talbot'schen Linien während jeder Schwingung. E. Mach setzte deshalb nach Entfernung des Oculars *O* im Apparate Fig. 498 auf S. 555 zunächst eine Cylinderlinse vor, deren Axe dem Spectrum parallel lag und welche dasselbe zu einer schmalen Linie zusammenzog und beobachtete dann das Spectrum in einem rotirenden Spiegel, dessen Rotationsaxe ebenfalls parallel mit dem Spectrum angeordnet war. Die Talbot'schen Streifen, durch die Cylinderlinse in dunkle Punkte zusammengezogen, werden dann durch den rotirenden Spiegel in dunkle Zickzackcurven aufgelöst, aus denen Mach die Grösse der Amplituden, das Schwingungsgesetz und die Druckvariationen, denen das Glas ausgesetzt war, ableitete.

Es stellte sich dabei heraus, dass diese Drucke sehr beträchtliche Werthe, z. B. bei mässig starkem Tönen ± 150 bis ± 180 Kg auf 1 □ cm Querschnitt erreichen und es ist demnach nicht mehr zu verwundern, dass ein Glasstab durch starkes Tönen zersplittert werden kann. Näheres über diese schönen Untersuchungen sehe man in E. Mach, Optisch-Akustische Versuche, Prag 1873.

Farbige Ringe in einaxigen Krystallen. Wenn man eine Kalkspathplatte, welche rechtwinklig zur optischen Axe geschliffen ist 157

Fig. 501.

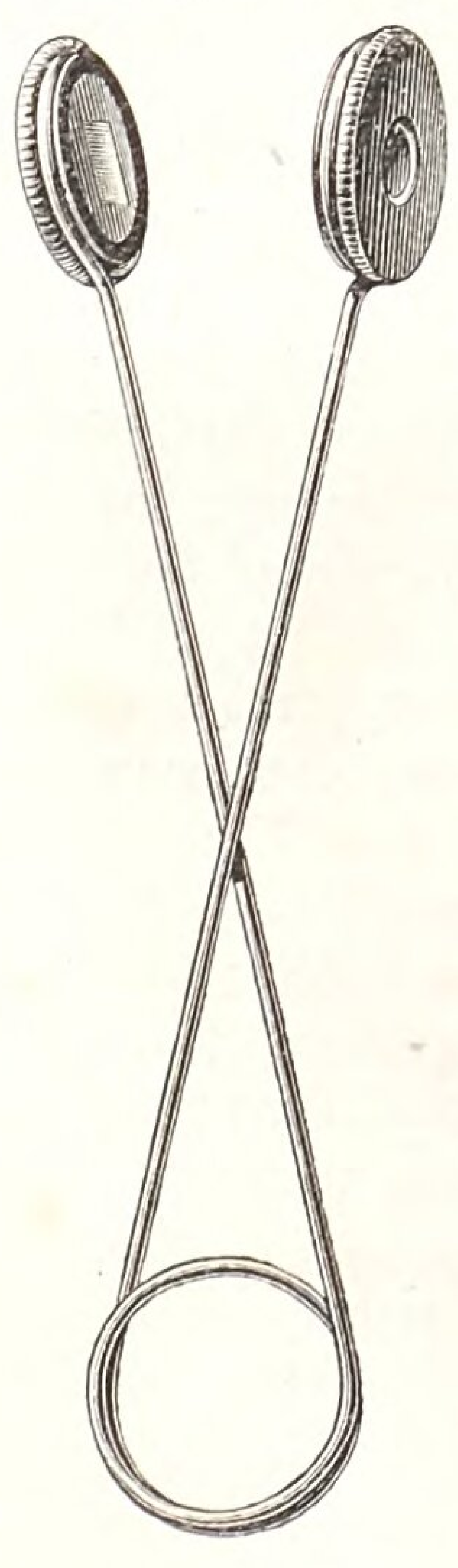
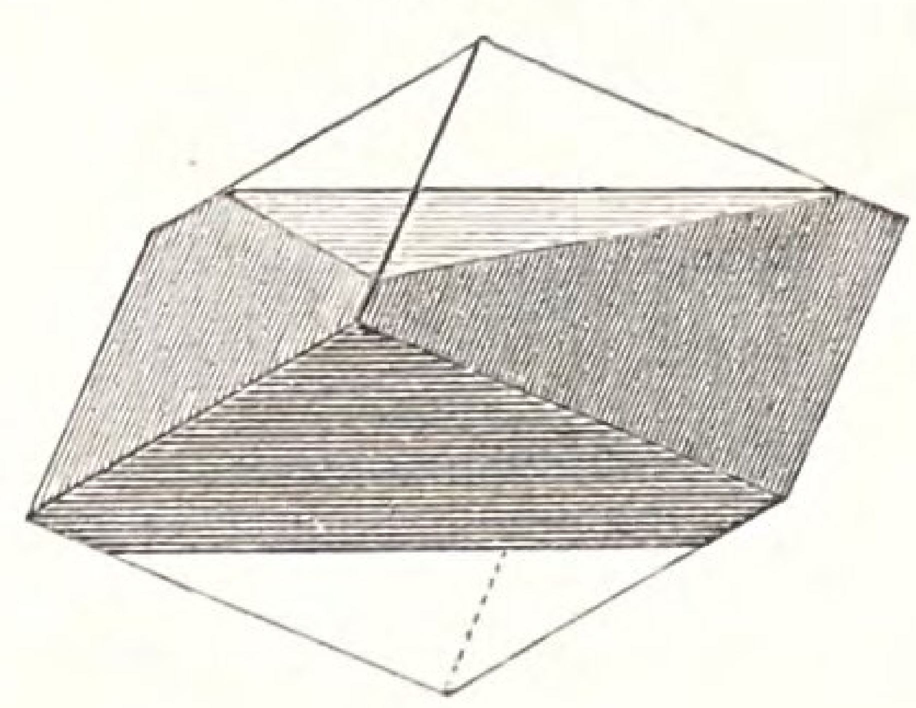


Fig. 500.

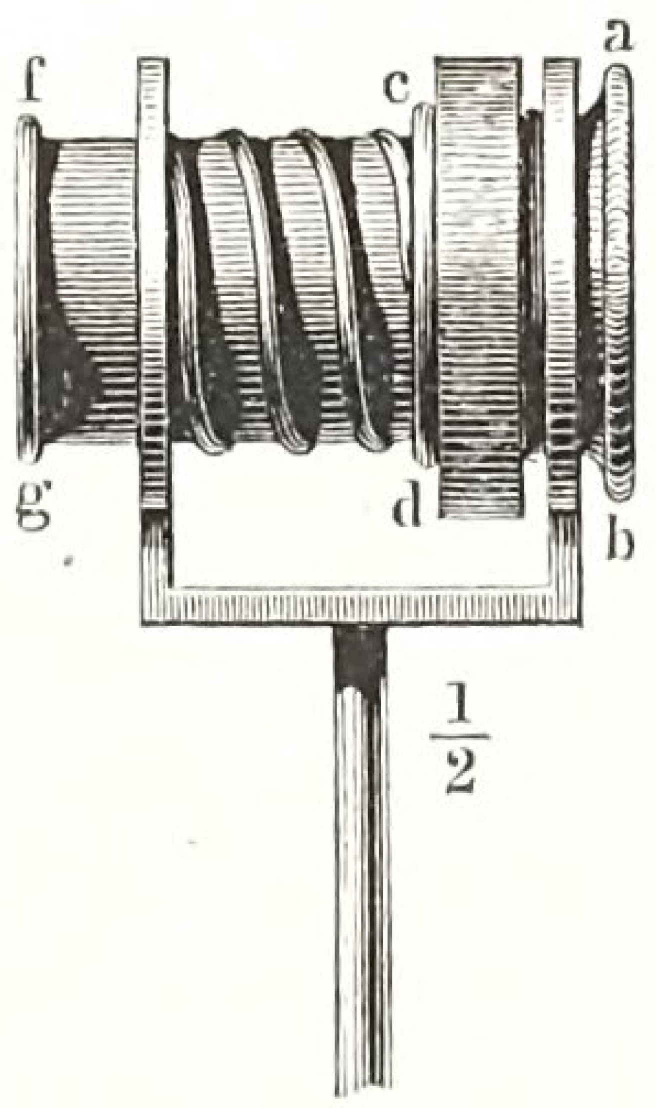


(eine solche Platte erhält man, wenn man die gegenüberliegenden stumpfen Ecken eines Rhomboëders in der Weise abschleift, wie es Fig. 500 angedeutet ist), zwischen die beiden Turmalinplatten der in §. 135 beschriebenen Turmalinzange, Fig. 501, bringt und dann, indem man den Apparat dicht vor das Auge hält, nach dem hellen Himmel oder irgend einer recht hellen Fläche sieht, so erblickt man ein prächtiges Ringsystem; wenn die Turmalinplatten gekreuzt sind, so sieht man die Erscheinung Fig. 1 T. IX.; sind aber die Turmalinplatten so gestellt, dass ihre Polarisationsebenen parallel sind, so sieht man die Erscheinung Fig. 2 T. IX., in welcher alle Farben complementär zu den Farben der entsprechen-

den Stellen in Fig. 1 T. IX. sind, weshalb auch hier statt des schwarzen Kreuzes ein weisses erscheint.

Eine andere zur Beobachtung der Ringsysteme in doppeltbrechenden Krystallen sehr geeignete Form der Turmalinzange ist Fig. 502 dargestellt. Die erste dicht vor das Auge zu haltende Turmalinplatte ist in eine Fassung *ab* eingesetzt, welche, in einer verticalen Messingscheibe steckend, in ihrer Ebene umgedreht werden kann. Die zweite Turmalinplatte ist bei *cd* am Ende einer Hülse *cdfg* eingesetzt, welche durch eine Spiralfeder gegen die Fassung der ersten Turmalinplatte angedrückt wird. Legt man nun die gewöhnlich in Kork gefasste Krystallplatte in der Weise zwischen die beiden Turmalinplatten, wie es unsere Figur zeigt, so wird sie hier von selbst durch den Druck der erwähnten Spiralfeder festgehalten.

Fig. 502.



Die Turmalinzange gewährt bei Beobachtung der besprochenen Farbenringe den grossen Vortheil, dass man durch dieselbe, weil sie dicht vor das Auge gehalten wird, ein ziemlich grosses Gesichtsfeld übersehen kann, was nicht der Fall ist, wenn man die senkrecht zur Axe geschnittene Krystallplatte auf das mittlere Tischlein des Nörrenberg'schen Polarisationsapparates legt und sie in gleicher Weise beobachtet, wie dünne Gypsblättchen.

Wenn man aber die Farben der Ringsysteme in ihrer vollen Reinheit beobachten will, so darf man die Turmalinzange nicht gebrauchen, weil eben die Turmalinplatten selbst stark gefärbt sind. In diesem Falle leistet der Nörrenberg'sche Polarisationsapparat die besten Dienste, wenn man durch zweckmässig angebrachte Linsen das Gesichtsfeld desselben gehörig vergrössert. Es ist nämlich Bedingung zum Erscheinen des Ringsystems, dass die Lichtstrahlen convergirend durch die Krystallplatte gehen.

Man kann den Nörrenberg'schen Polarisationsapparat zur Beobachtung der Farbenringe dadurch brauchbar machen, dass man eine Linse *l* über und eine ähnliche unter dem mittleren Tischlein des Apparates Fig. 503 anbringt. Wenn man die Krystallplatte auf das horizontal gestellte Tischlein aufgelegt und die Linse *l* näher über, die andere Linse nahe unter derselben festgestellt hat, so erblickt man, durch den Zerleger (am zweckmässigsten ein Nicol'sches Prisma statt der Glasplattensäule *CD* Fig. 503) hindurchschauend, ein zierliches Ringsystem mit reinen Farben.

Dass man unter diesen Umständen die Ringe sieht, erklärt sich folgendermaassen: Die von unten kommenden polarisirten Strahlen werden durch die Linse *ab*, Fig. 504, convergent gemacht, so dass sie die Krystallplatte in hinreichend schrägen Richtungen durchlaufen, um

Farbenringe erzeugen zu können. Die aus dem Krystalle stark divergirend austretenden Strahlen werden aber durch die Linse *cd* in ein schwächer convergirendes Strahlenbündel verwandelt, so dass also die Strahlen, welche den äussersten sichtbaren Ringen entsprechen, unter

Fig. 503.

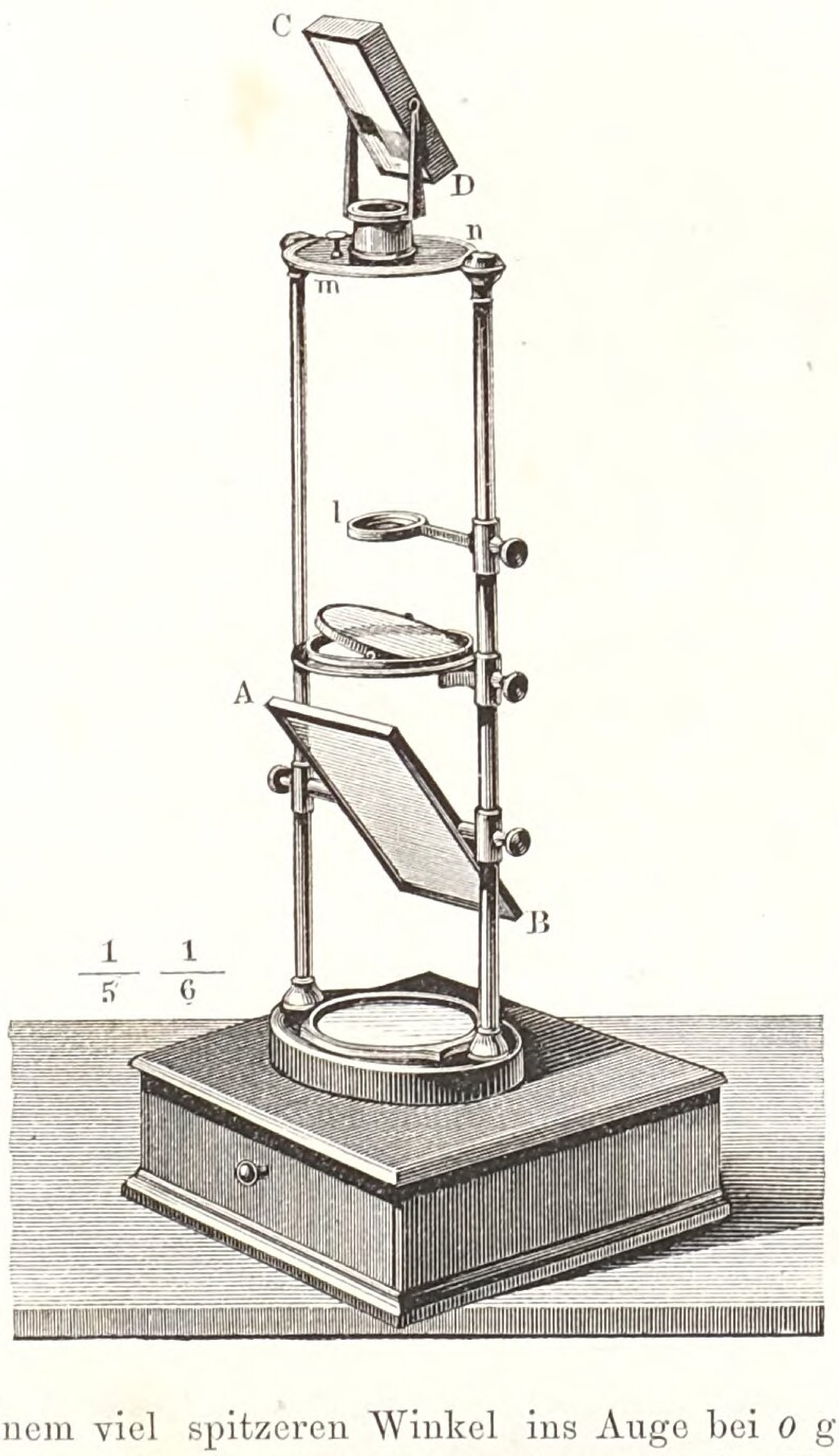
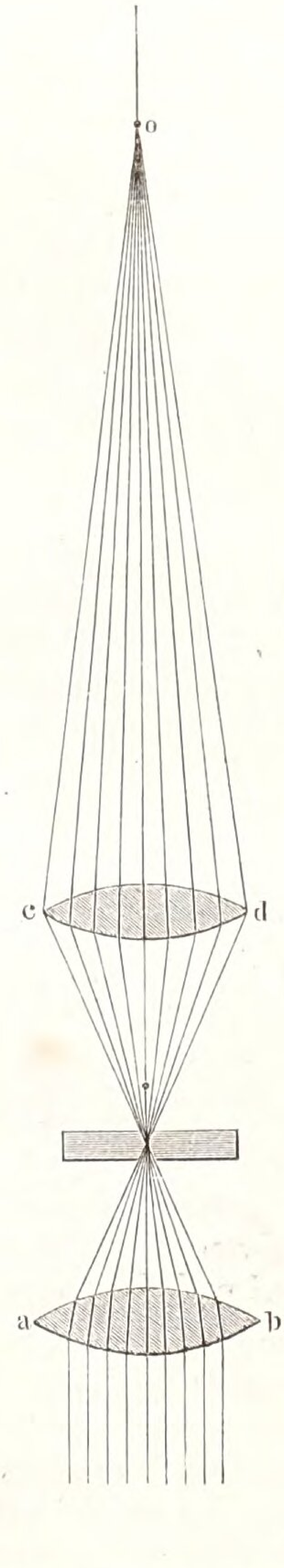


Fig. 504.



einem viel spitzeren Winkel ins Auge bei *o* gelangen, als der ist, unter welchem sie den Krystall durchliefen. Man wird also hier das Ringsystem kleiner sehen, als wenn man die Krystallplatte zwischen Turmalinen unmittelbar vor das Auge gebracht hätte.

Wenn die Linse unter der Krystallplatte und die Linse *l* ungefähr 2 cm Brennweite haben, so sieht ein kurzsichtiges Auge das Ringsystem einer Kalkspathplatte sehr schön. Um es aber auch für Fernsichtige deutlich zu machen, ist es zweckmässig, über der Linse *l* noch

eine zweite von ungefähr 8 cm Brennweite anzubringen, durch deren Verschiebung man jedenfalls das Ringsystem deutlich machen kann.

Bei dieser Vorrichtung sind die vielen Reflexe auf den Linsen äusserst störend; um sie wegzuschaffen, muss man durch einen vorgehaltenen Schirm alles vorn auf die Linsen fallende Licht abhalten.

Die Durchmesser der Farbenringe einaxiger senkrecht zur Axe geschliffener Krystalle werden um so grösser, je dünner die Platten sind und je schwächer die doppelte Brechung der Substanz ist. Für dünne Platten solcher Krystalle, welche eine schwache doppelte Brechung haben, wie Eis, Apophyllit, Schwefelsaures Nickeloxyd, Blutlaugensalz etc., werden deshalb die Ringe so gross, dass weder das Gesichtsfeld der Turmalinzange, noch das der oben beschriebenen Linsencombination im Nörrenberg'schen Polarisationsapparat ausreicht, um das Ringsystem übersehen zu können.

In diesem Falle leistet nun das Nörrenberg'sche „Polarisationsmikroskop" die besten Dienste. Dasselbe ist in der von V. v. Lang beschriebenen Construction (Carl's Rep. VII, 377) Fig. 505 und 506 abgebildet.

Der Apparat besteht aus sechs Theilen. I ist der obere drehbare Nicol, der als Analyseur dient, das Rohr II enthält die Linse B und ist mit Trieb verstellbar; die angeschraubte Fassung III und die vom Theil V getragene Fassung IV enthalten die identischen Linsensysteme, deren jedes aus drei Linsen C, D und E, dann F, G und H besteht. Der Theil IV ist überdies um die Verticalaxe drehbar. Der mit dem Stativ fest verbundene Theil V enthält die verschiebbare Linse I, den Nicol K und noch eine Linse L. Der Nicol K, der als Polariseur dient, ist mittelst der Schraubenköpfe $b\,b$ längs der Axe verschiebbar und um seine horizontale längere Diagonale drehbar. Der Beleuchtungsspiegel VI ist allseitig verstellbar. Die Brennweiten der biconvexen Linsen sind folgende:

B	hat	eine	Brennweite	von	10	cm,
C, H	„	„	„	„	3	„
L	„	„	„	„	4	„

Die Halbmesser der planconvexen Linsen D und G betragen 8 mm, die von E und F 16 mm.

Damit die beiden Linsensysteme, Fig. 505, ein möglichst grosses Gesichtsfeld geben, muss auf die Fassung der Linsen eine besondere Sorgfalt verwendet werden. Es muss nämlich 1) die mittlere Linse eines jeden Systems möglichst nahe an die gewölbte Fläche der halbkugelförmigen herangerückt sein (näher als in der Figur), und 2) darf die Fassung der halbkugelförmigen Linsen nicht merklich über die ebene Gränzfläche derselben hervorragen, so dass die Krystallplatte mit den ebenen Gränzflächen der halbkugelförmigen Linsen fast in Berührung kommt.

Einen jeden mit einem solchen Linsensystem versehenen Polarisationsapparat kann man einen mikroskopischen Polarisationsapparat nennen. Die Bezeichnung „Polarisationsmikroskop“ passt

Fig. 505.

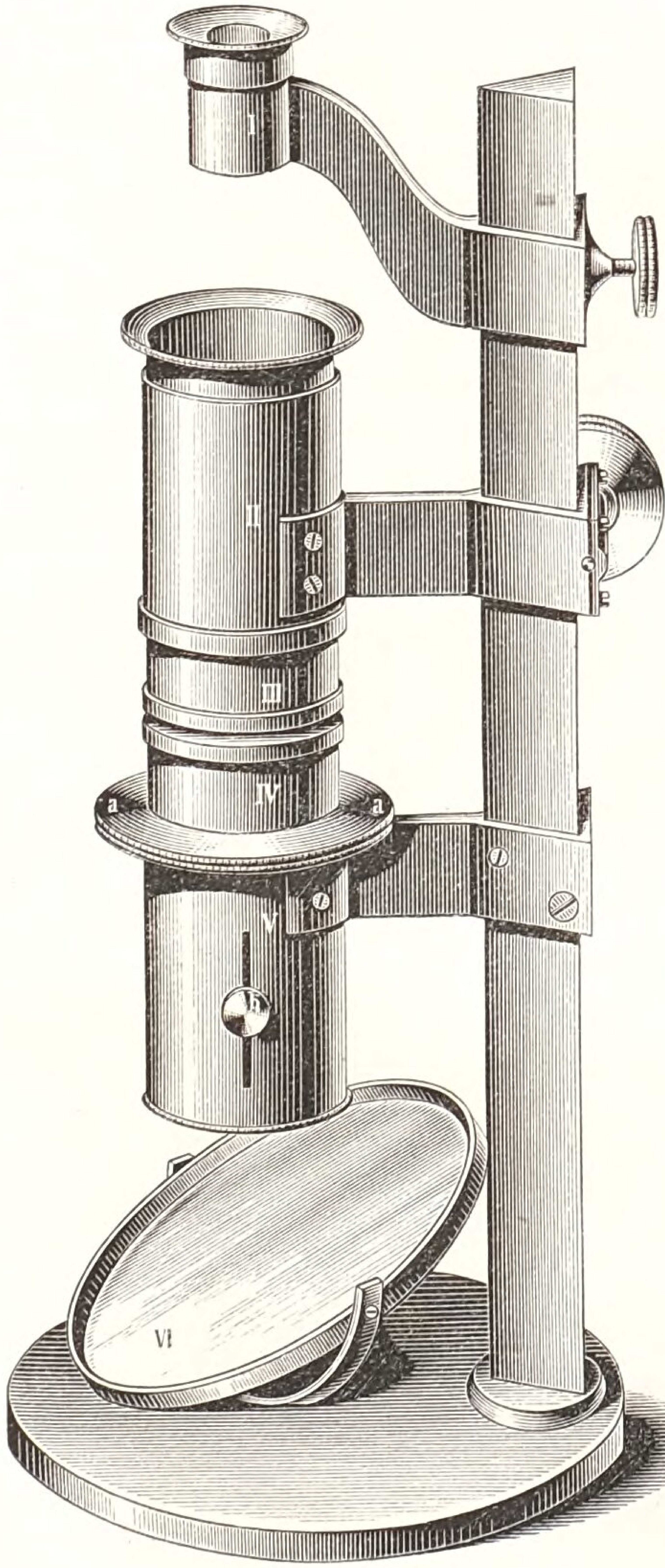
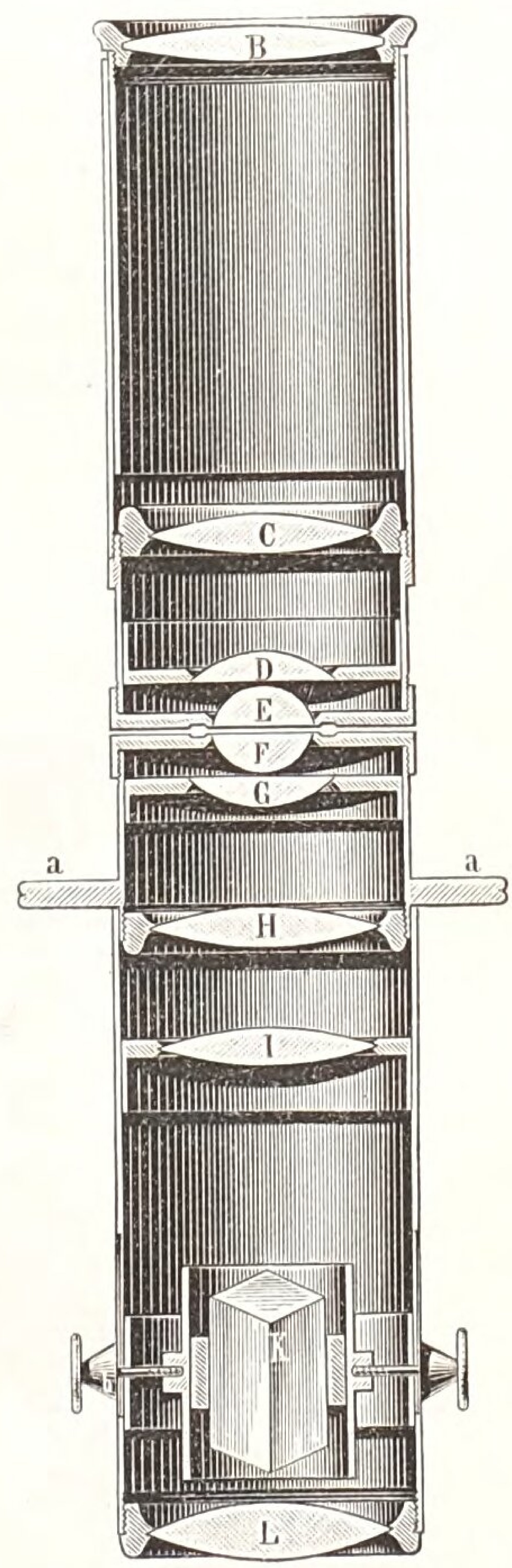


Fig. 506.



besser auf das am Schlusse der Optik beschriebene mit Polarisationsvorrichtung ausgestattete Mikroskop, ist aber auch für die hier beschriebenen Apparate in Uebung gekommen.

Fig. 507 und 508 zeigt mikroskopische Polarisationsapparate, wie sie von Albert und von Steeg construirt werden. Die Träger der Linsensysteme *A* und *B* sind an Hülsen befestigt, welche längs eines quadratischen Messingstabes vertical auf- und niedergeschoben und an jeder beliebigen Stelle festgeschraubt werden können. Der in gewöhnlicher Weise belegte Spiegel *S* reflectirt die vom hellen Himmel auf ihn fallenden Strahlen gegen die Glasplattensäule *P*, welche nach der in §. 134 besprochenen Weise construirt ist und von welcher aus endlich die polarisirten Strahlen in verticaler Richtung auf das Linsensystem in *A* fallen. *C* ist das als Analyseur dienende Nicol'sche Prisma.

Hätte man in dem Apparate Fig. 507 anstatt der Glasplattensäule *P* einen auf der Rückseite geschwärzten Spiegel eingesetzt, so würde man nur lichtschwache Ringsysteme beobachten, weil nur das auf der Vorderfläche von *P* reflectirte Licht zum obern Theil des Apparates gelangt. Wenn aber *P* aus einer Reihe auf einander gelegter Glasplatten besteht, so wird ein Theil des Lichtes, welches durch die erste

Fig. 507.

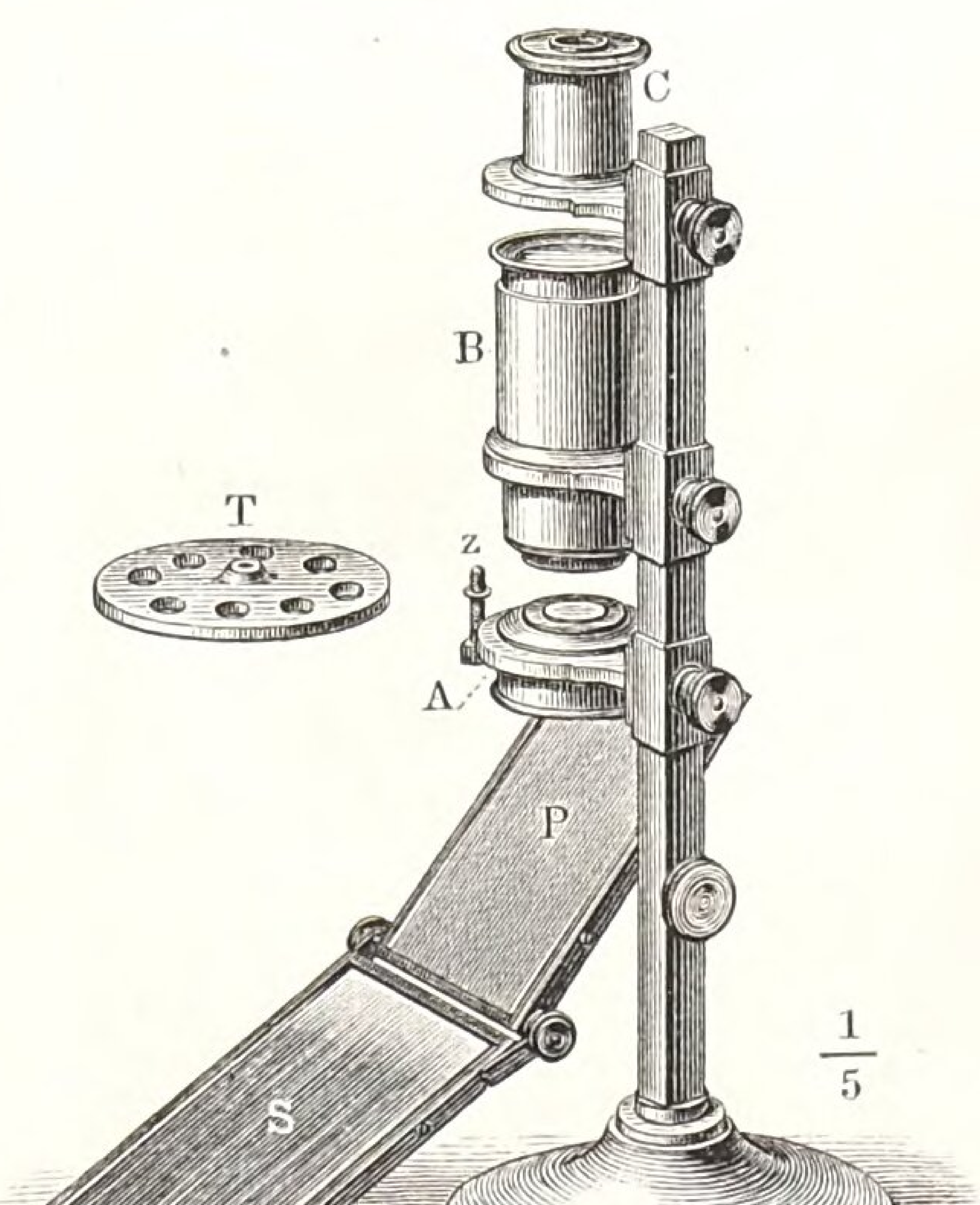
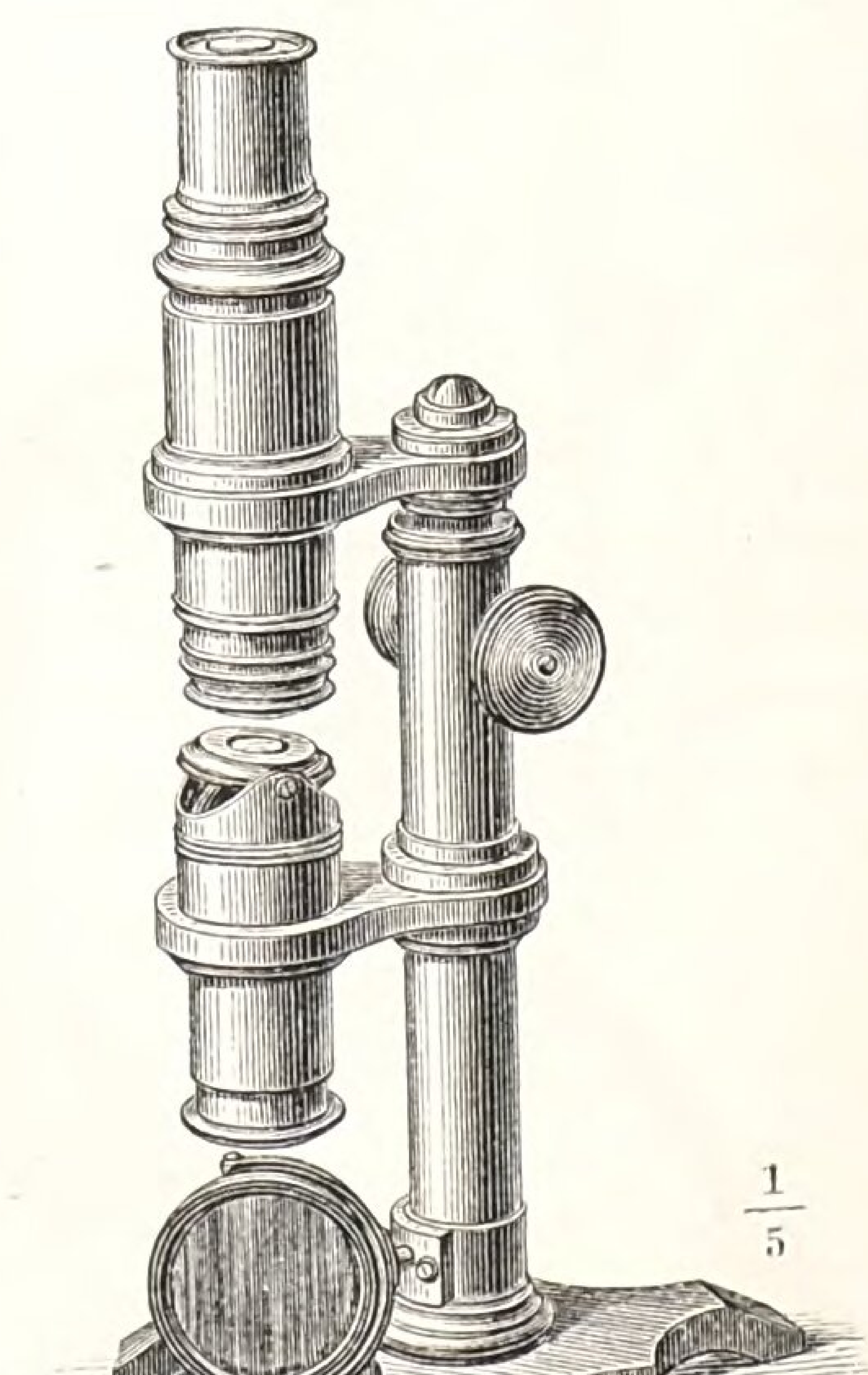


Fig. 508.

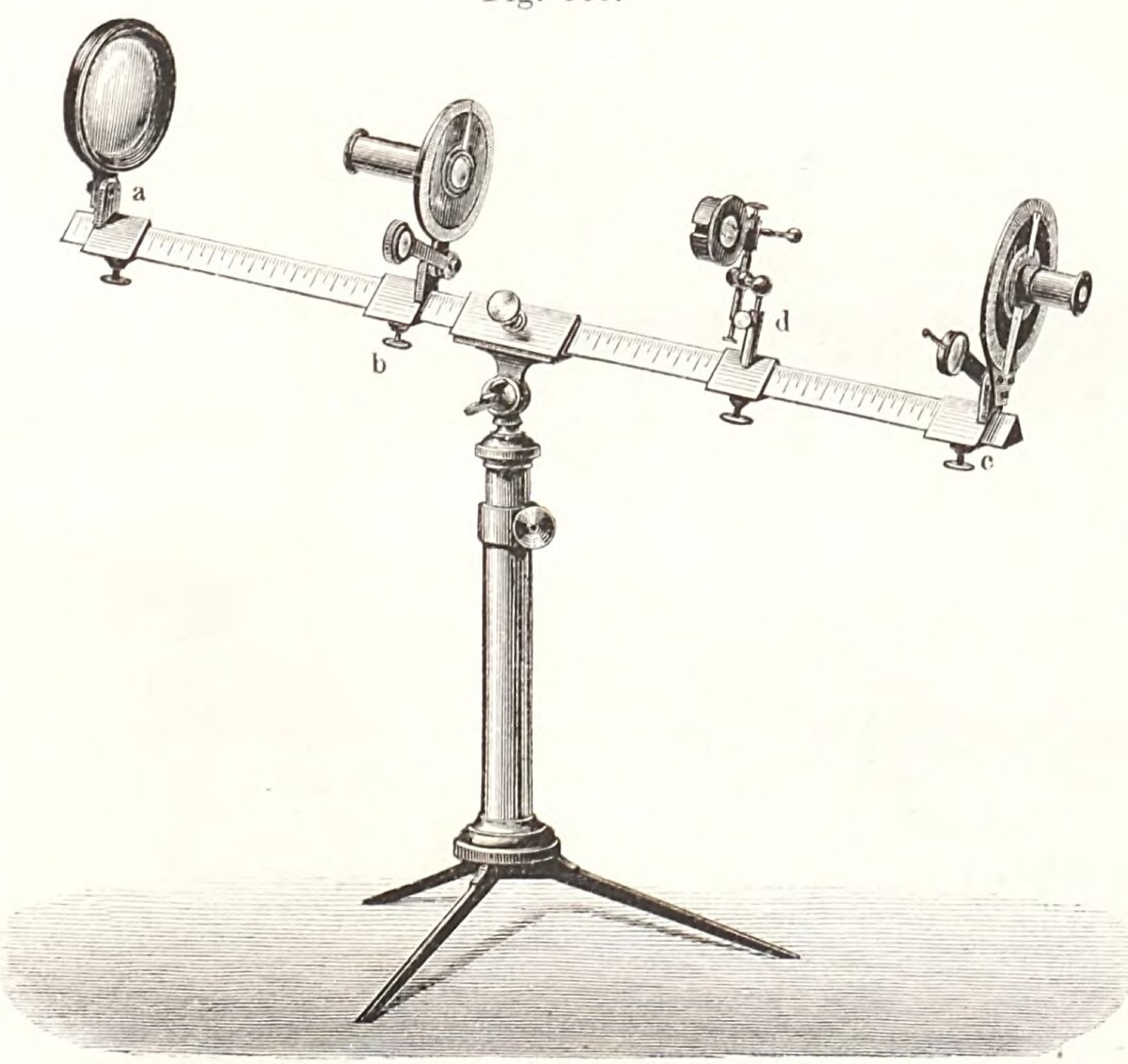


Glasplatte hindurchging, durch die zweite, ein Theil des Lichtes, welches durchging durch die dritte etc., nach oben reflectirt und somit eine grössere Lichtmenge durch das Linsensystem und die Krystallplatten dem Auge zugesendet.

Die zu beobachtenden Krystallplatten werden entweder unmittelbar auf die Fassung der obersten Linse des Linsensystems *A* gelegt, oder sie sind in den Randöffnungen einer hölzernen Scheibe *T* eingesetzt, welche mit ihrer centralen Oeffnung auf den Zapfen *z* aufgesetzt wird. Je nachdem man nun die Scheibe *T* dreht, kann man bald die eine, bald die andere der auf derselben befestigten Krystallplatten in das Gesichtsfeld bringen.

Fig. 508 stellt Nörrenberg's mikroskopisches Polarisationsinstrument dar, wie es von Hofmann in Paris construirt wird. Die in demselben verwendeten Linsensysteme sind den oben beschriebenen ähnlich. Statt des Polarisationsspiegels dient ein grosses Nicol, welches sein Licht durch einen Erleuchtungsspiegel erhält, wie die Objecte eines gewöhnlichen Mikroskops. Statt des Zerlegungsnicols dient eine ganz dünne geschliffene Turmalinplatte. Die genauere Einstellung des oberen Linsensystems gegen die Krystallplatte wird durch Zahn und Trieb

Fig. 509.



vermittelt. Dieser Apparat hat den Vortheil, dass man ihn auch bei Beobachtung mit Lampenlicht gebrauchen kann.

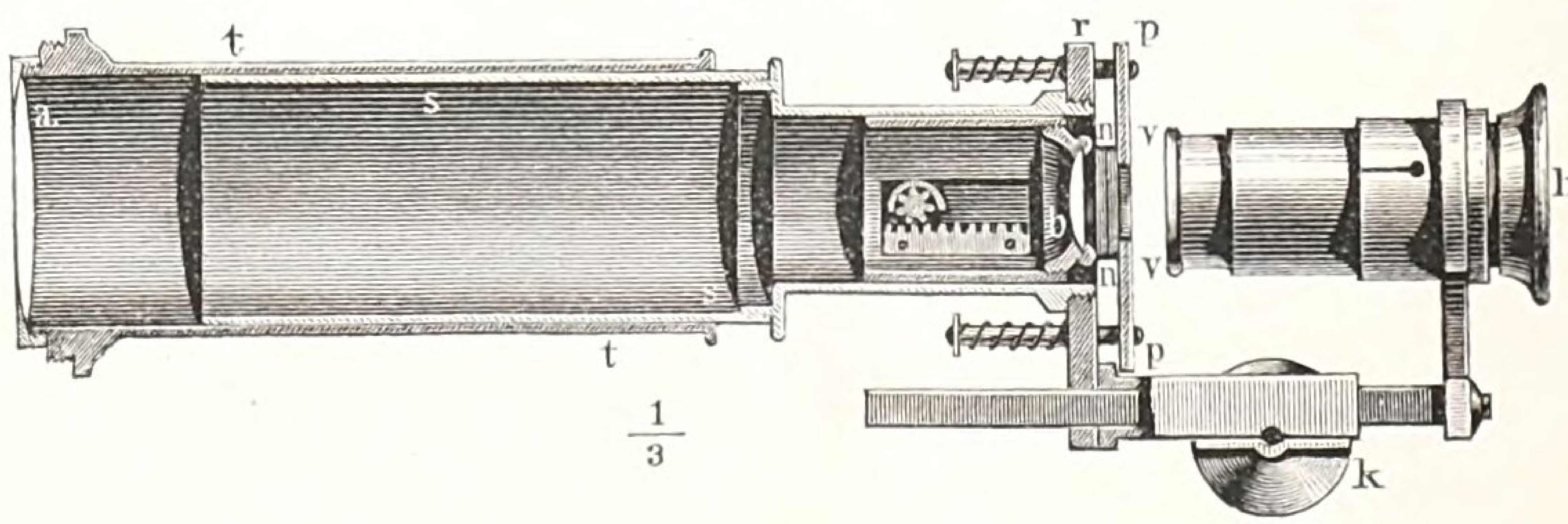
Dove's Polarisationsapparat ist in Figur 509 abgebildet. Auf einem dreibeinigen Stativ ist ein dreiseitiger Metallstab so befestigt, dass man seine Neigung gegen die Horizontale beliebig ändern kann.

Auf diesem Stab sind mehrere dreiseitige Hülsen beliebig verschiebbar und an beliebigen Stellen festzustellen. Der Schieber *a* trägt eine Sammellinse, welche die parallel einfallenden Strahlen gegen das von der Hülse *b* getragene Polarisationsnicol hin concentrirt. Die Hülse *c* trägt das Zerlegungsnicol. Zwischen beiden ist noch ein Schieber *d* (oder auch mehrere) angebracht, welche die Krystallplatten, Linsen oder Linsensysteme etc. tragen. Endlich ist an jedem der Schieber *b* und *c* noch ein drehbarer Arm angebracht, in welchem man eine Krystallplatte, ein Glimmerblättchen etc. befestigen kann, um dieselben nach Belieben zwischen den Nicols einzuschieben und wieder zu entfernen.

158 **Apparate zur objectiven Darstellung der Polarisationserscheinungen an Krystallplatten.** Um die Farbenerscheinungen zu gleicher Zeit einer grösseren Anzahl von Zuhörern zeigen zu können, muss man sie objectiv darstellen, und dazu kann man, wenn man nicht über besondere zu diesem Zwecke construirte Apparate zu verfügen hat, mit wenigen Abänderungen das bereits auf Seite 352 beschriebene Sonnenmikroskop, Fig. 510, verwenden.

An die Stelle des Objectes *n n* wird nämlich eine auf passende Weise gefasste Turmalinplatte gebracht. Statt der die Objectivlinsen *o*, Fig. 295,

Fig. 510.



tragenden Hülse *h* wird eine andere eingeschoben, in welcher bei *v*, Fig. 510, die zweite Turmalinplatte steckt. Zwischen diese zweite Turmalinplatte und die Platte *p p* wird die senkrecht zur Axe geschliffene Krystallplatte eingeschoben. Bei dieser Anordnung erscheint das Ringsystem in ausgezeichneter Schönheit auf einem $1^1/_2$ bis 3 m entfernten weissen oder durchscheinenden Schirme, wenn man durch den Spiegel vor dem Fensterladen ein Bündel Sonnenstrahlen ganz in derselben Weise in das Rohr einfallen lässt, als ob man ein bei *n n* eingeschobenes Object zu erleuchten hätte.

Die Anwendung der Turmalinplatten hat natürlich den Nachtheil, dass die Farben nicht in ihrer Reinheit erscheinen. Es eignet sich daher noch besser, als der eben beschriebene Apparat, ein solcher, bei welchem statt der Turmalinplatten farblose Polarisatoren zur Anwendung kommen.

Duboscq's Projectionsapparat für Polarisationserscheinungen mit einigen von V. v. Lang vorgenommenen Abänderungen ist in Fig. 511 dargestellt. Fig. 512 giebt den Verticaldurch-

Fig. 511.

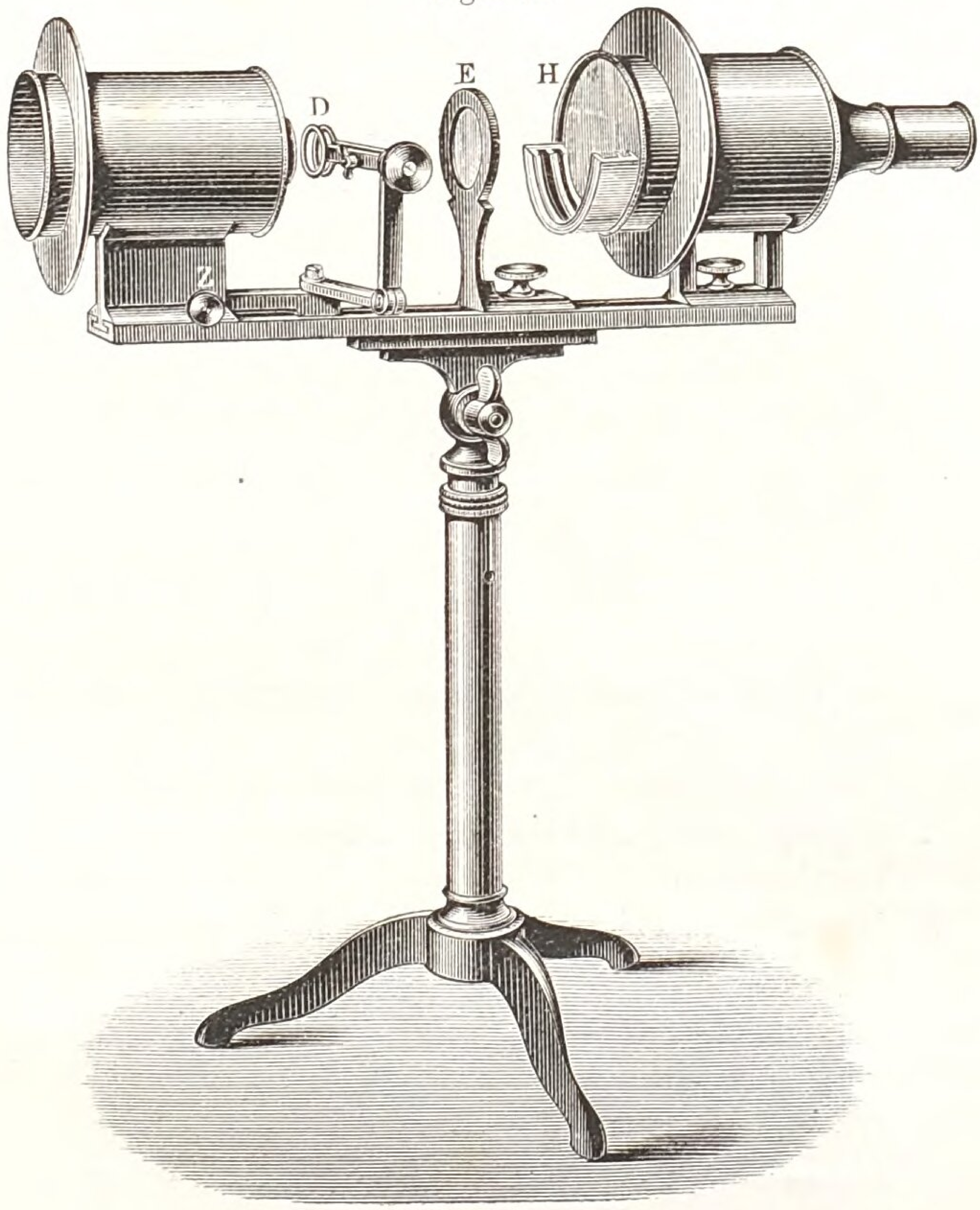
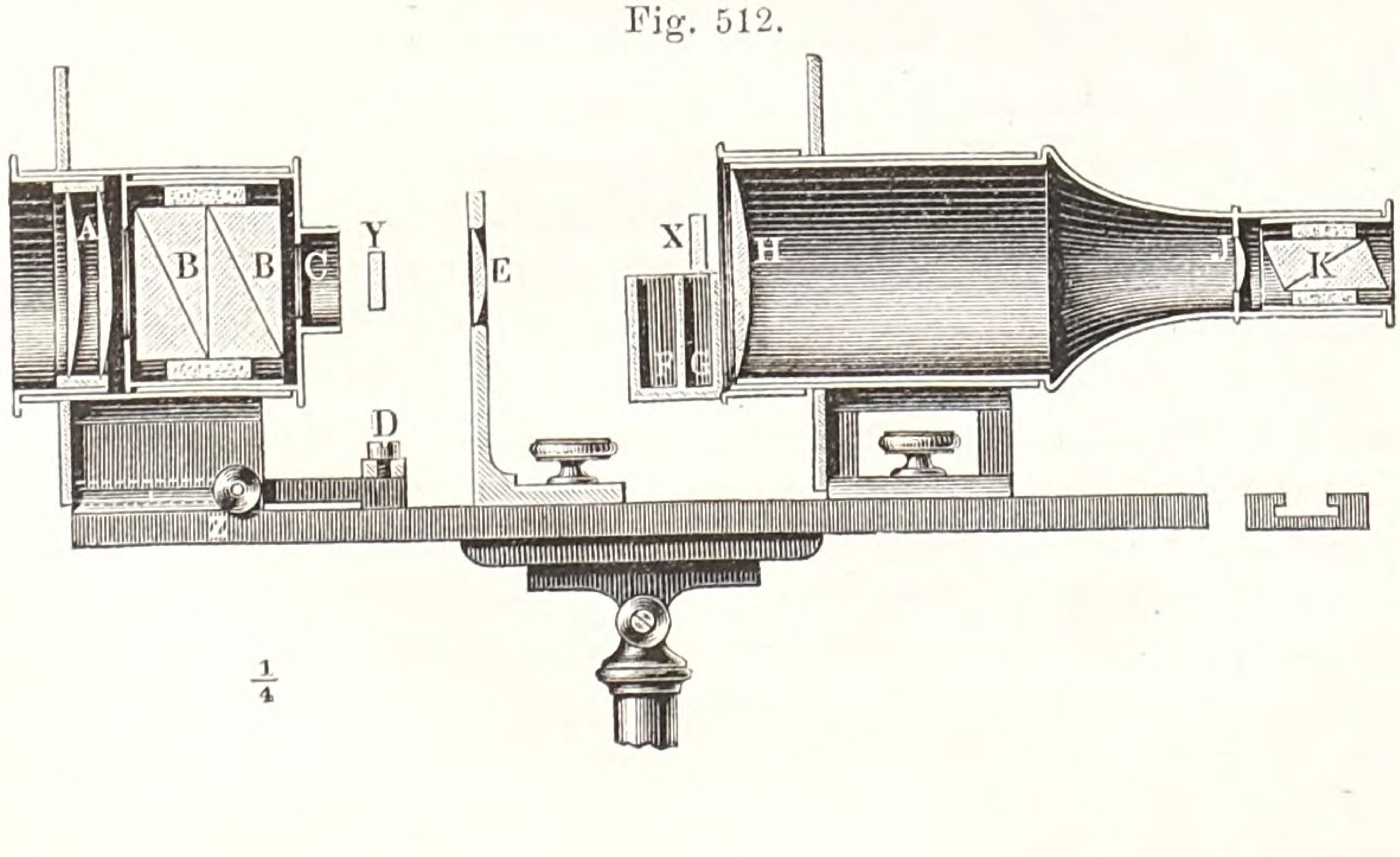


Fig. 512.



schnitt des Apparates in jener Zusammenstellung, welche für die Anwendung parallelen Lichtes passt; Fig. 511 giebt eine perspectivische Darstellung in der Anordnung für convergentes Licht; die Bestandtheile sind folgende:

A A Zwei Linsen, jede von 120 mm Brennweite in der gegenseitigen Entfernung von 10 mm.

B B Zwei Senarmont'sche Prismen.

C Oeffnung von 15 mm Durchmesser; die zugehörige Hülse ist geeignet zur Aufnahme von Diaphragmen geringerer Oeffnung, von Krystallplatten, Glimmerblättchen etc.

D Klemme zum Halten der Krystallplatten. Dieselbe kann durch die Schraube *Z* festgestellt oder herausgenommen werden, um bequem die Krystalle in derselben befestigen zu können.

E Eine planconvexe Linse von 22 mm Durchmesser und 40 mm Brennweite.

F, *G* Zwei Halbringe zur Aufnahme von Platten, die im parallelen Lichte betrachtet werden sollen. Dünnere Platten werden in den Halbring *G*, dickere in den Halbring *F* gegeben. Da die Ringe offen sind, können die eingesetzten Platten gedreht werden.

H Eine planconvexe Linse von 80 mm Brennweite.

I Eine planconvexe Linse von 155 mm Brennweite und 14 mm Durchmesser.

K Nicol'sches Prisma, welches auch durch ein Senarmont'sches ersetzt werden kann.

Bei Anwendung parallelen Lichtes wird die Krystallplatte bei *X* eingeschoben und die Distanzen der Bestandtheile so gewählt, dass

$$C - E = 57 \text{ mm}, \quad E - H = 91 \text{ mm beträgt.}$$

Bei Anwendung convergenten Lichtes kommt die Krystallplatte nach *y* und werden *E* und *H* so weit genähert, dass die Entfernung

$$C - E = 47 \text{ mm}, \quad E - H = 62 \text{ mm beträgt.}$$

Die Hülsen bei *C* und *K* sollen denselben Durchmesser haben.

Für gewisse Versuche wird zwischen *J* und *K* noch der später zu besprechende Soleil'sche Quarzcompensator eingesetzt.

Der Apparat wird mit elektrischem oder Drummond'schem Lichte benutzt. Das letztere giebt dabei ganz zufriedenstellende Resultate.

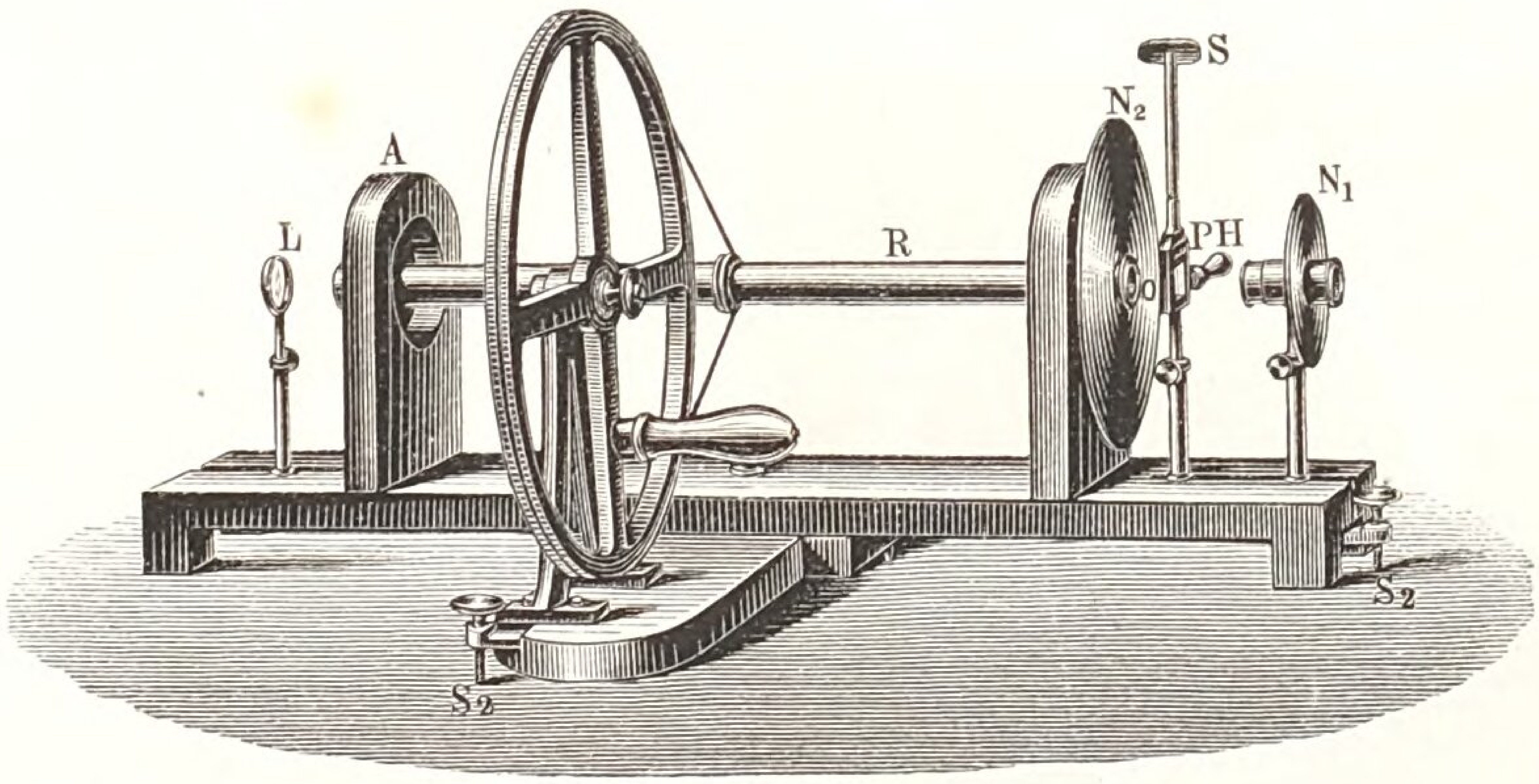
Ein vorzügliches Demonstrationsmittel für Polarisationserscheinungen ist E. Mach's Polarisationsapparat mit rotirendem Analyseur, von welchem wir in Fig. 513 eine perspectivische Ansicht, nach einem vom Mechaniker Albert ausgeführten Apparate, geben.

Der Zweck dieses Apparates ist der, die bei Drehung des Analyseurs nach einander auftretenden Erscheinungen gleichzeitig zu zeigen. Zu diesem Zwecke muss natürlich die Erscheinung aus der Axe

des Apparates abgelenkt werden, da sie sich sonst in ihren verschiedenen Phasen decken und stören würde.

Die Hauptbestandtheile dieses Apparates sind folgende:

Fig. 513.



N_1 Ein Nicol'sches Prisma mit Lichtschirm.

P Eine Presse, um Objecte einlegen oder mit Federklemmen befestigen zu können.

R Eine in Rotation zu versetzende Röhre, welche bei N_2 das analysirende Nicol'sche Prisma und einen grössern Lichtschirm, am andern Ende ein Ablenkungsprisma A aus Crownglas trägt, welchem für manche Versuche noch ein geradsichtiges Zerstreuungsprisma hinzugefügt wird.

L Eine Convexlinse.

Das Nicol'sche Prisma N_2 wird mit einer kappenförmigen Blendung bedeckt, welche entweder eine quadratische oder eine spaltenförmige Oeffnung o enthält.

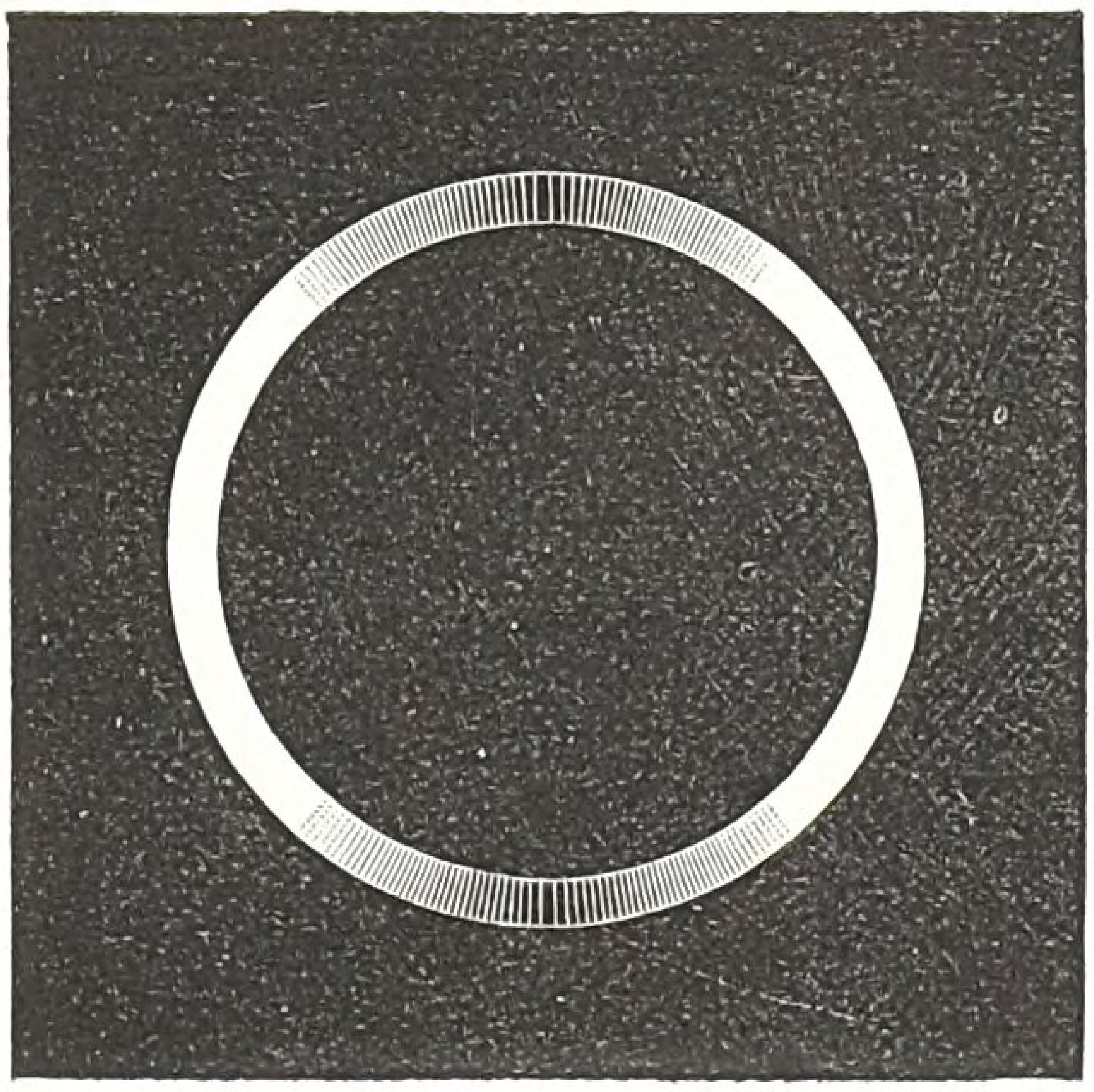
Sonnenlicht oder elektrisches Licht wird durch den Nicol N_1 und die Krystallplatte auf die Oeffnung o dirigirt. Dasselbe durchsetzt den zweiten Nicol, die Röhre R, wird vom Prisma abgelenkt und durch die Linse L so convergent gemacht, dass auf einem Schirme ein deutliches Bild der Oeffnung o entsteht. Dieses Bild geht nun bei der Drehung des Analyseurs im Kreise herum und man sieht bei rascher Rotation alle Erscheinungen neben einander, die mit gewöhnlichen Polarisationsapparaten nur nach einander gesehen werden.

Verwendet man, während keine Platte zwischen den Nicols eingeschaltet ist, die quadratische Oeffnung und stellt das Ablenkungsprisma so, dass die Ablenkung in der Polarisationsebene des Nicol N_2 erfolgt, so erscheint auf dem Schirme ein heller Ring, der in einem Diameter (der Schwingungsebene entsprechend), durchbrochen ist. Die dunklen Unterbrechungen

entsprechen den Stellungen, wo die Nicols gekreuzt sind. Fig. 514 stellt diese Erscheinung dar, welche wir bereits S. 484 kennen gelernt haben.

Schaltet man ein Gyps- oder Glimmerblättchen ein, so dass die Hauptschwingungsrichtungen unter 45⁰ gegen die Polarisationsebene des Nicols N_1 gelegen sind, so entsteht ein heller Ring, in welchem complementär gefärbte Segmente mit weissen Segmenten abwechseln. Die am intensivsten gefärbten Stellen entsprechen den Parallel- und Kreuzungsstellen der Nicols, die weissen Stellen den 45⁰-Lagen. Siehe Tafel VIII, Fig. 4.

Fig. 514.



Ein gedrückter Glaswürfel zeigt dieselben Erscheinungen, wobei sich jedoch die Farben dem Druck entsprechend verändern.

Eine etwa 1 mm dicke axenparallele Quarzplatte zeigt zunächst keine Farben. Setzt man nun aber, nachdem man die quadratische Oeffnung durch die spaltförmige vertauscht hat, das zerstreuende Prisma in solcher Lage auf, dass das weisse Licht in ein Spectrum in der Richtung eines Radius des Ringes mit dem Violett nach innen aufgelöst wird, in welchem gewisse Farben durch Talbot'sche Streifen verdeckt sind, so müssen diese Streifen bei der 45⁰-Lage verschwinden, sie müssen ferner im benachbarten Quadranten alterniren, d. h., es müssen in einem Quadranten gerade diejenigen Farben verdunkelt erscheinen, welche im Nachbarquadranten am intensivsten auftreten. Bei der Rotation wird demnach ein Bild entstehen, wie es auf Taf. VIII, Fig. 5 abgebildet ist.

Ausser den beschriebenen Erscheinungen, die sich aus dem bisher Vorgetragenen leicht erklären lassen, kann man noch zahlreiche andere mit Mach's Apparat hervorrufen, von denen wir einige an späterer Stelle anführen werden.

159 **Erklärung der Farbenringe einaxiger Krystalle.** In Fig. 515 stelle die Ebene des Papiers die Oberfläche des zwischen die Turmalinplatten gelegten Krystalls dar. Das Auge des Beschauers befinde sich gerade über *o*; die Richtung der rechtwinklig durch die Platte gehenden Strahlen erscheint also in unserer Figur zu einem Punkte *o* verkürzt. *ab* sei die Schwingungsrichtung der ersten, *cd* die der zwei-

ten Turmalinplatte. Wenn nun die Krystallplatte rechtwinklig auf die Axe geschnitten ist, so gehen die Strahlen, welche rechtwinklig zu den Oberflächen durch die Platten sich bewegen, in der Richtung der optischen Axe hindurch. In dieser Richtung findet aber keine Spaltung in zwei Strahlen statt; die Mitte des Gesichtsfeldes wird also gerade ebenso erscheinen, als ob gar keine Krystallplatte zwischen den gekreuzten Turmalinplatten läge.

Wir wollen den Fusspunkt des von dem Auge auf die Krystallplatte gefällten Perpendikels als die Mitte des Gesichtsfeldes betrachten; diese Mitte wird, wie eben erwähnt wurde, dunkel erscheinen. Betrachten wir nun irgend einen andern Punkt n der Oberfläche des Krystalls. Die hier austretenden und nach dem über o befindlichen Auge gelangenden Strahlen haben die Platte nicht in der Richtung der optischen Axe durchlaufen. Bei n tritt also ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl aus der Platte; der eine Strahl ist dem andern vorausgeeilt; nach der Zerlegung durch die obere Turmalinplatte tritt also ganz derselbe Fall ein, wie für ein Gypsblättchen zwischen den gekreuzten Spiegeln des Polarisationsapparates. Während also der Punkt o zwischen den gekreuzten Turmalinplatten dunkel erscheint, wird der Punkt n eine Farbe haben, deren Natur davon abhängt, um wie viel Wellenlängen der eine Strahl dem andern vorausgeeilt ist.

Betrachten wir nun den Gang der beiden in n austretenden Strahlen etwas genauer. In Fig. 516 stelle $ABCD$ den Durchschnitt der

Fig. 515.

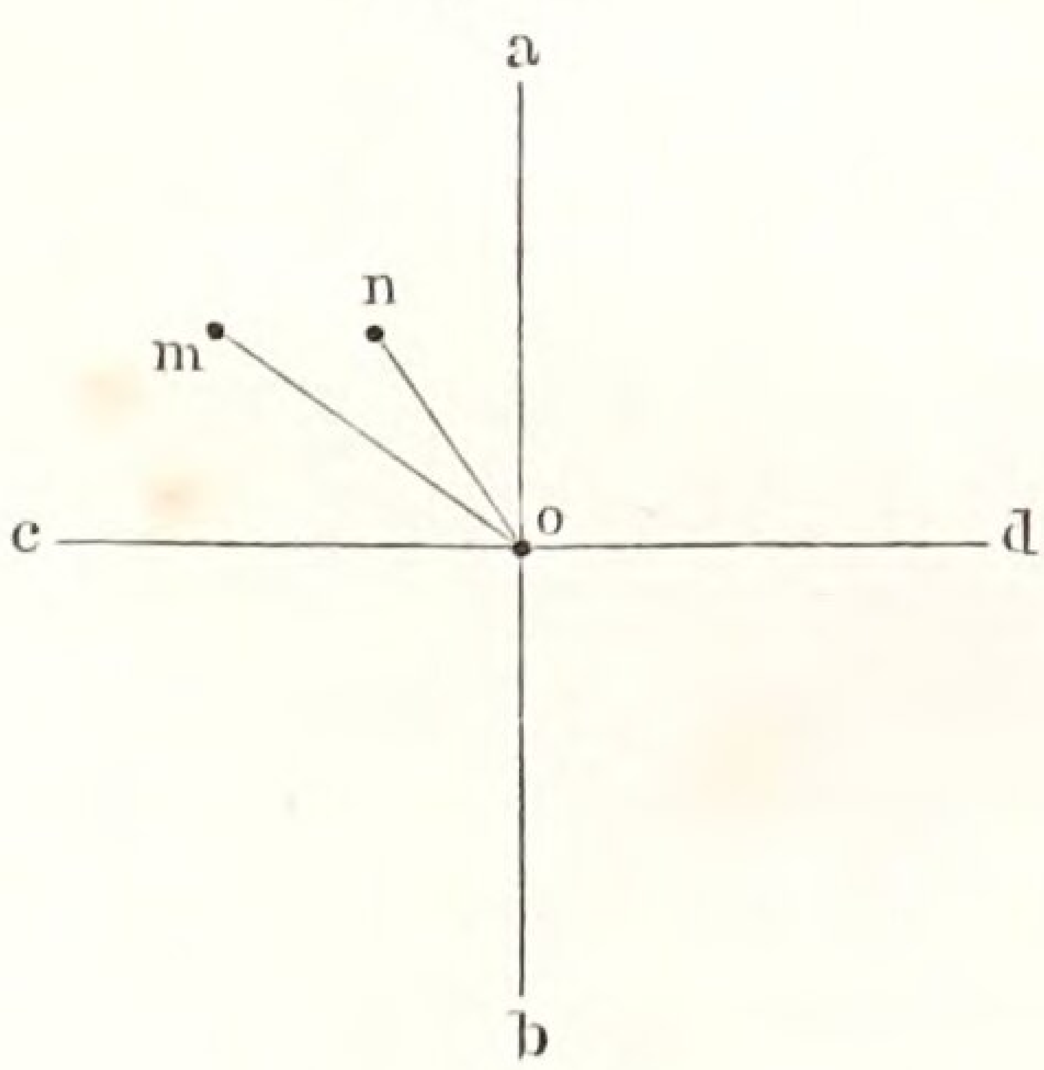
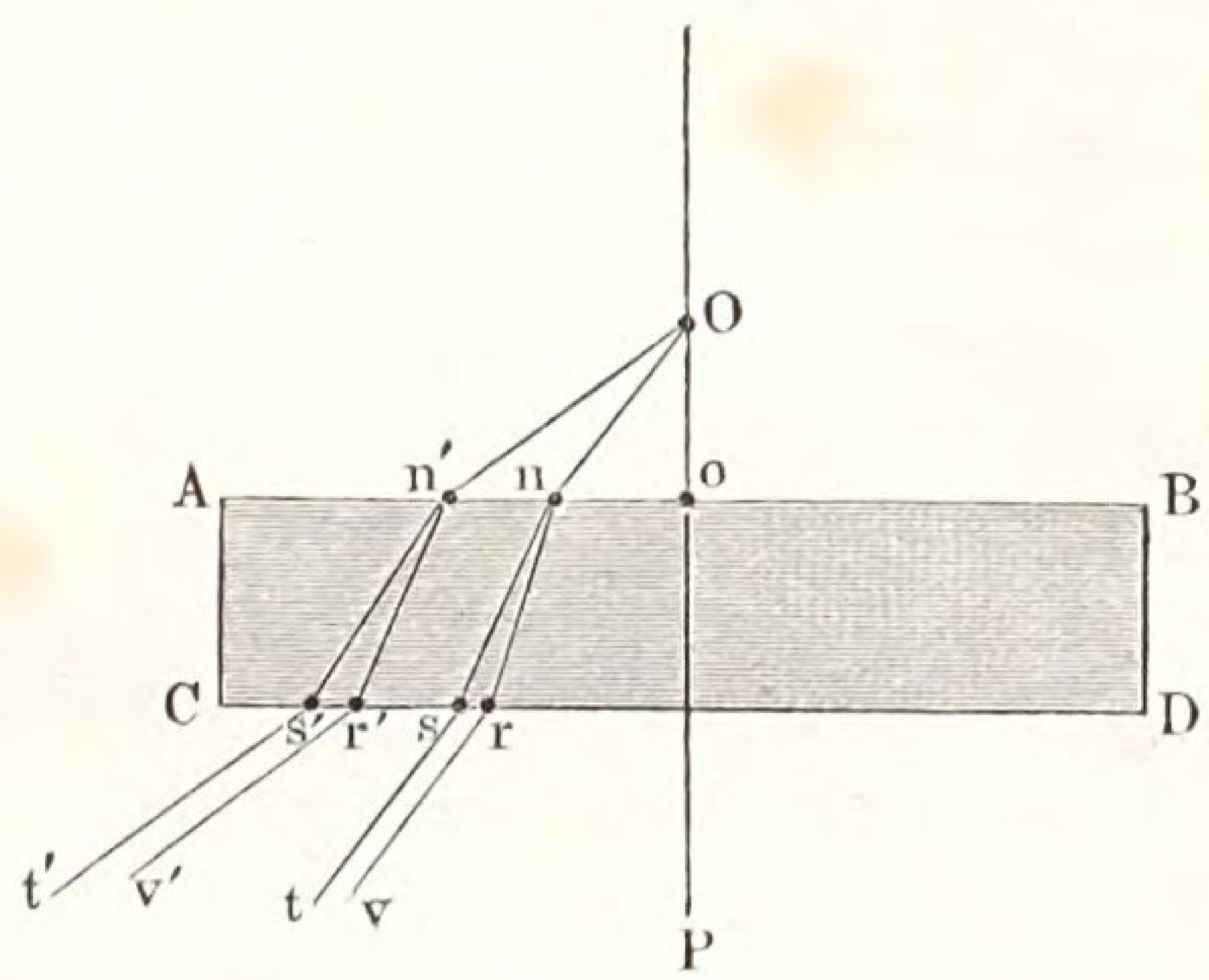


Fig. 516.



Krystallplatte mit einer Ebene dar, welche durch die Linie no, Fig. 515, und das Auge O geht, so ist OoP das vom Auge auf die Oberfläche des Krystalls gefällte Perpendikel, welches in Fig. 515 zum Punkte verkürzt erschien, und welches mit der optischen Axe im Krystalle zusammenfällt. — Wenn von O ein Lichtstrahl, On, auf die Krystallplatte fiele, so würde er beim Eintritte in den Krystall in zwei Strahlen ns und nr gespalten werden, die nach st und rv parallel mit nO austreten. Wenn also umgekehrt ein Lichtstrahl ts auf die Platte fällt, so wird er in zwei gespalten, von denen nur der ordinäre nach n gelangt.

Ein zweiter Strahl *vr* aber, der die Platte trifft, sendet einen extraordinären Strahl nach *n*, bei *n* tritt also ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl in der Richtung *n O* aus.

Die Länge der Wege *ns* und *nr* ist so wenig von einander verschieden, dass man diese Differenz bei unserer Betrachtung ganz unberücksichtigt lassen kann; auf dem Wege *ns* aber liegen weniger Wellenlängen als auf *nr*, weil der eine dieser Strahlen ein ordinärer, der andere ein extraordinärer, weil also die Wellenlänge für den einen kürzer ist als für den andern. Nehmen wir an, der eine Strahl sei dem andern um eine Wellenlänge vorangeeilt.

Die Strahlen, die von einem Punkte *n'* der Oberfläche des Krystalls ins Auge gelangen, der noch weiter von *o* entfernt ist als *n*, haben den Krystall in einer Richtung durchlaufen, die mit der optischen Axe einen noch grösseren Winkel macht, als die Richtung der bei *n* austretenden Strahlen; folglich ist der Gangunterschied der beiden bei *n'* austretenden Strahlen im Krystalle noch grösser, als dies für die bei *n* austretenden der Fall ist, das Voraneilen des einen Strahls ist also noch bedeutender. Wir wollen annehmen, dass der eine Strahl dem andern um zwei Wellenlängen vorausgeeilt sei.

Wie wird nun diese Platte zwischen den Turmalinplatten erscheinen? Offenbar muss etwas Aehnliches stattfinden, wie bei einer keilförmigen Gypsplatte im Polarisationsapparate. Zwischen gekreuzten Turmalinen muss die Stelle *o* dunkel erscheinen, weil von den hier austretenden Strahlen keiner dem andern vorausgeeilt ist, sie haben ja den Krystall in der Richtung der optischen Axe durchlaufen. Die Stelle *n* wird ebenfalls dunkel erscheinen (für einfarbiges Licht), sie entspricht der Stelle der keilförmigen Platte, welche so dick ist, dass der eine Strahl dem andern um eine Wellenlänge vorausgeeilt ist; ebenso erscheint *n'* dunkel; dieser Punkt entspricht dem zweiten dunklen Streifen der Gypsplatte. Zwischen *o* und *n* ist eine Stelle, an welcher ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl nach dem Auge hin austreten, von denen der eine dem andern um eine halbe Wellenlänge vorausgeeilt ist; diese Stelle wird also hell erscheinen. Ebenso befindet sich ein Maximum von Helligkeit zwischen *n* und *n'*; von den hier austretenden Strahlen ist der eine dem andern um drei halbe Wellenlängen vorausgeeilt.

Denken wir uns um *o* auf der Oberfläche der Krystallplatte einen Kreis mit dem Radius *o n* gezogen, so werden alle Strahlen, die von dem Umfange dieses Kreises ins Auge gelangen, sich ebenso verhalten, wie die von *n* herkommenden, denn alle diese Strahlen haben den Krystall in gleicher Neigung gegen die optische Axe durchlaufen; wenn also der Punkt *n* zwischen den Turmalinplatten dunkel erscheint, so erscheint der ganze Umfang des Kreises dunkel, dessen Mittelpunkt *o* und dessen Radius *on* ist. Um den dunklen Mittelpunkt *o* erscheint also zunächst ein heller Kreis, dann ein dunkler, dessen Radius *on* ist; auf diesen folgt wieder

ein heller Ring, dann ein zweiter dunkler Ring, dessen Halbmesser $o n'$ ist, etc.

Sieht man durch die zwischen gekreuzte Turmalinplatten gelegte Platte nach einer monochromatischen, etwa nach einer durch Kochsalz gelb oder durch Lithium roth gefärbten Flamme, so sieht man eine Reihe von concentrischen Kreisen, die immer feiner und feiner werden.

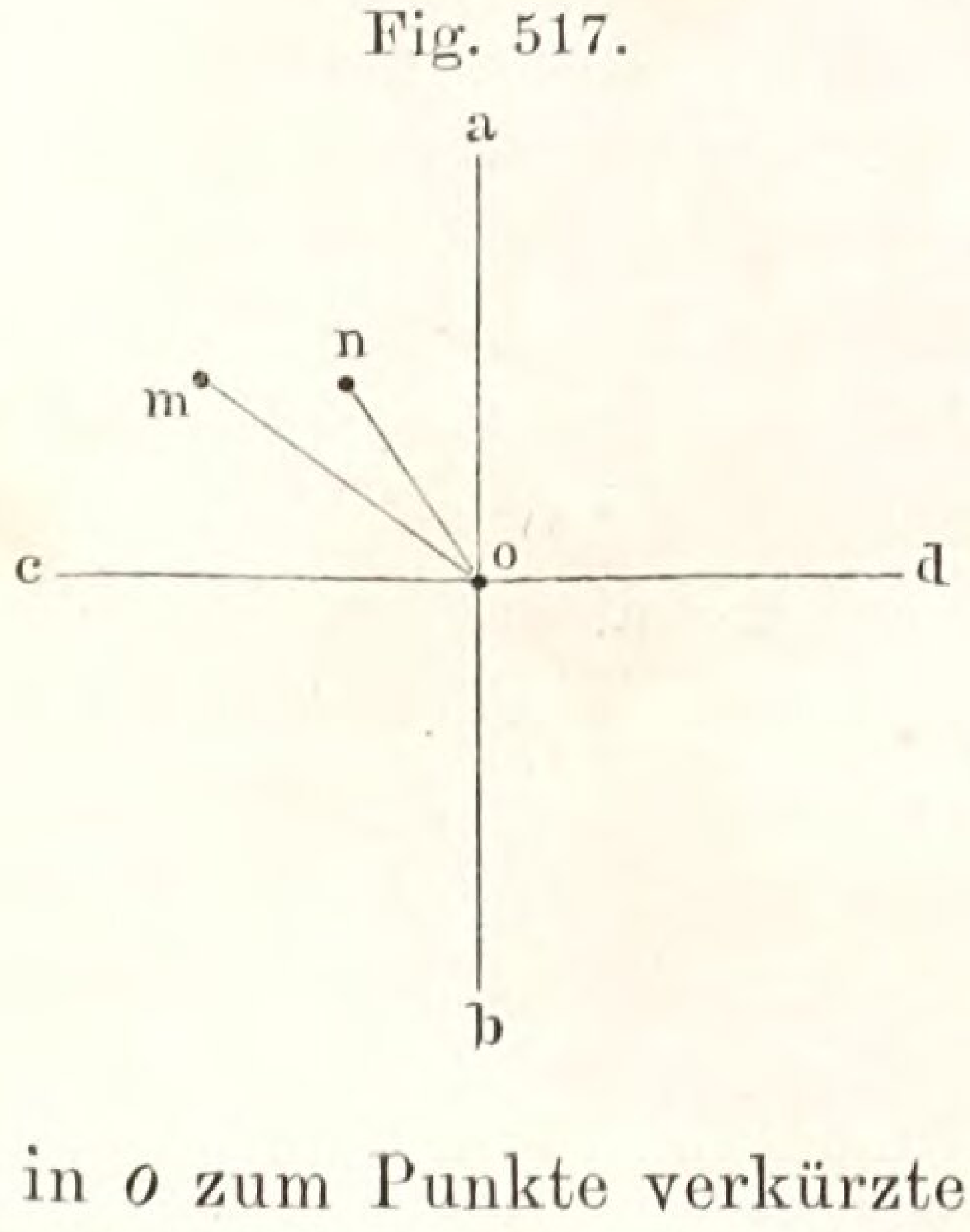
Wenn man weisses Licht statt des einfarbigen Lichtes anwendet, wenn man also z. B. gegen den hellen Himmel sieht, so erblickt man natürlich statt der hellen und dunklen Ringe eine Reihe verschiedenfarbiger Ringe, die von dem Mittelpunkte aus in derselben Ordnung auf einander folgen wie die Farben der keilförmigen Gypsplatte (T. IX Fig. 1).

Das eben besprochene Ringsystem erscheint aber von einem schwarzen Kreuze durchschnitten, dessen Mittelpunkt mit dem Mittelpunkte der Ringe zusammenfällt; wir wollen uns jetzt zu der Erklärung dieses schwarzen Kreuzes wenden.

Bei der Erklärung der Farbenerscheinungen in dünnen Gypsblättchen haben wir gesehen, dass die Färbung eines solchen Blättchens zwischen gekreuzten Spiegeln der Art nach ungeändert bleibt, wenn man ihm verschiedene Lagen giebt, dass aber dabei die Intensität der Färbung variirt. Das Blättchen erscheint am lebhaftesten gefärbt, wenn die Schwingungsebenen der beiden Strahlen einen Winkel von 45^0 mit der Schwingungsebene des unteren Spiegels machen; dreht man das Blättchen aus dieser Lage heraus, so nimmt seine Helligkeit ab, bis es endlich ganz dunkel erscheint, wenn die Schwingungsebene des einen der beiden Strahlen mit der des untern Spiegels, die Schwingungsebene des andern Strahls im Krystalle mit der des obern Spiegels zusammenfällt.

Wir sehen daraus, dass die Intensität der Färbung davon abhängt, welche Lage die Schwingungsebenen im Krystalle gegen die Schwingungsebenen der beiden Spiegel, oder in unserem Falle der beiden Turmalinplatten, haben. Bei den Gypsblättchen sind die Schwingungen aller durchgehenden Strahlen mit zwei bestimmt anzugebenden Linien parallel; bei einer senkrecht auf die Axe geschnittenen Krystallplatte aber ist dies nicht der Fall.

Fig. 517.



Von einem Punkte n, Fig. 517, der Oberfläche eines senkrecht auf die Axe geschliffenen einaxigen Krystalls, tritt ein ordinärer Strahl nach dem über o befindlichen Auge aus; die Ebene, welche sich durch den Punkt n und die in o zum Punkte verkürzte Richtung der optischen Axe legen lässt,

ist der Hauptschnitt für diese Strahlen; die Schwingungen des extraordinären Strahles finden nun in diesem hier zur Linie *no* verkürzten Hauptschnitte selbst statt, die Schwingungen des ordinären sind rechtwinklig auf demselben. Für einen andern Punkt *m* der Oberfläche des Krystalls ist aber *mo* die Projection des Hauptschnittes, die Schwingungsebenen der von *m* nach dem Auge gelangenden Strahlen haben also eine andere Lage als die Schwingungsebenen der von *n* kommenden Strahlen. Wenn nun der Punkt *n* so liegt, dass die Linie *no* einen Winkel von 45⁰ mit den Schwingungsebenen *ab* und *cd* der beiden Turmalinplatten macht, so werden die Farben an dieser Stelle *n* ein Maximum von Helligkeit zeigen; je mehr aber die von dem Austrittspunkte nach *o* gezogene Linie sich der Linie *ab* oder *cd* nähert, desto dunkler wird die Färbung werden; vollkommene Dunkelheit muss endlich an allen Punkten der Linien *cd* und *ab* selbst stattfinden. So erklärt sich das schwarze Kreuz (Taf. IX Fig. 1).

Der Durchmesser der Ringe hängt von der Dicke der Platten ab, er ist der Quadratwurzel aus der Dicke proportional; für eine 4 mal, 9 mal dickere Kalkspathplatte werden die Durchmesser der Ringe 2 mal, 3 mal kleiner sein.

Auch die anderen einaxigen Krystalle, den Bergkrystall ausgenommen, zeigen dieselbe Erscheinung, nur sind für gleich dicke Platten die Ringe um so enger, je stärker die doppelte Brechung der Substanz, d. h. je grösser der Unterschied zwischen dem grössten und kleinsten Brechungsquotienten für dieselbe ist; so sind z. B. die Ringe in einer Kalkspathplatte weit enger, als in einer gleich dicken Platte von essigsaurem Kalkkupfer.

Dass zwischen parallelen Turmalinen die complementäre Figur mit dem weissen Kreuze (Taf. IX Fig. 2) erscheint, bedarf keiner Erklärung. Die nähere Untersuchung der Modificationen, welche die Ringfigur erleidet, wenn die Turmalinplatten weder parallel, noch gekreuzt sind, würde uns zu weit führen.

160 **Bearbeitung der Krystallplatten.** Während man das schwierigere Schleifen und Poliren härterer mineralischer Körper am besten einem Glasschleifer überlässt, sind dagegen auflösliche Salze so leicht zu behandeln, dass Jedermann ohne grosse Mühe selbst solche Platten herrichten kann. Die Flächen, welche rechtwinklig auf der optischen Axe stehen, werden zunächst auf einem feinen Schleifstein angeschliffen und sodann auf einem leinenen Läppchen polirt, auf welchem ganz feines Caput mortuum, mit einer ganz geringen Menge von Wasser angefeuchtet, eingerieben worden ist. Nachdem dies geschehen ist, putzt man die polirten Flächen mit einem trockenen Tuche sorgfältig ab und kittet sie mit Hülfe von canadischem Balsam zwischen zwei Glasplatten, damit die polirten Flächen nicht wieder durch den Einfluss der Luft ihren Glanz verlieren.

Besonders leicht sind die Krystallplatten dann zu präpariren, wenn die optische Axe auf einer Spaltungsfläche senkrecht steht, wie dies z. B. beim schwefelsauren Nickeloxyd der Fall ist. Das schwefelsaure Nickeloxyd krystallisirt bei verschiedenen Temperaturen in verschiedenen Formen; unter 15^0 krystallisirt es in gleicher Form mit dem Zinkvitriol, und in diesem Falle ist es optisch zweiaxig; bei einer Temperatur von 15 bis 20^0 krystallisirt es in Quadratoctaëdern, also in optisch einaxigen Krystallen, welche senkrecht zur optischen Axe sehr vollkommen spaltbar sind; hat man durch Spaltung eine Platte mit recht ebenen glänzenden Flächen erhalten, so kann man sie ohne Weiteres zwischen die Glasplatten kitten. Auch das Blutlaugensalz ist in einer Richtung sehr vollkommen spaltbar, welche rechtwinklig zur optischen Axe ist; doch erscheinen die Ringe in demselben selten ganz regelmässig, sondern meistens verzerrt, was auf eine Störung in der krystallinischen Structur hinzudeuten scheint; ähnliche Unregelmässigkeiten beobachtet man auch an dem Ringsysteme des Berylls.

Um das Ringsystem zu beobachten, sind ausser den schon genannten noch besonders folgende einaxige Krystalle geeignet: Salpetersaures Natron, Turmalin, saures arseniksaures Kali, Honigstein, essigsaures Kalkkupfer, Eis etc.

Das salpetersaure Natron krystallisirt in Rhomboëdern, wie der Kalkspath, und hat eine noch stärkere doppelte Brechung; das essigsaure Kalkkupfer, ein Doppelsalz von essigsaurem Kupfer und essigsaurem Kalk, krystallisirt in achtseitigen Säulen und ist durch seine prachtvolle blaue Farbe ausgezeichnet; wegen der dunklen Farbe dieses Salzes sieht man seine Ringe am besten, wenn man grüne Turmaline anwendet.

Dass das Eis wirklich eine krystallinische Structur hat, liess sich schon daraus erwarten, dass die Schneeflocken so regelmässige Formen zeigen, obgleich man an dem Eise selbst keine regelmässigen Krystallflächen beobachtet; diese Vermuthung wird nun durch die optischen Eigenschaften des Eises vollkommen bestätigt. Wenn die Eisdecke irgend eines Gewässers eine Dicke von 2 bis 4 cm erreicht hat, schlage man aus dieser Decke eine Platte heraus und bringe sie sogleich in die Turmalinzange, so wird man ohne Weiteres ein Ringsystem, wie im Kalkspath, sehen, nur sind der geringeren doppelten Brechung des Eises wegen die Durchmesser der Ringe hier trotz der Dicke der Platte noch ziemlich gross. Sehr schön erscheint das Ringsystem einer ungefähr 3 mm dicken Eisplatte im mikroskopischen Polarisationsapparat. Die optische Axe des Eises steht rechtwinklig zur natürlichen Oberfläche der Eisdecken, und das Eis gehört wirklich in das hexagonale Krystallsystem, wohin es auch nach der Gestalt der Schneeflocken, welche sechsseitige Sterne bilden, gehört.

161 **Abnorme Erscheinungen der Farbenringe einaxiger Krystalle.** Die Farben des Ringsystems, Fig. 1, Taf. IX, folgen für einen senkrecht zur Axe geschnittenen Kalkspathkrystall sehr nahe in der Reihenfolge der Newton'schen Farbenringe auf einander. Legt man zwischen die beiden Linsensysteme des Apparates Fig. 507 S. 568 eine senkrecht zur Axe geschliffene Kalkspathplatte, welche dünn genug ist, um auch unter diesen Umständen noch ziemlich grosse Ringe zu zeigen, während auf das obere Linsensystem eine System von zwei Glasplatten gelegt wird, von denen die eine roth, die andere blau ist, und welche in einer geraden Linie scharf zusammenstossen, so erblickt man einen Theil des Ringsystems unten in blauem, einen Theil in rothem Licht. Legt man die farbigen Platten so, dass die Trennungslinie zwischen Blau und Roth gerade durch den Mittelpunkt des schwarzen Kreuzes geht und dass sie einen Winkel von 45^0 mit den Kreuzesarmen macht, so sieht man, dass die blauen Ringe enger sind als die rothen. In der blauen Hälfte hat der dritte dunkle Ring ungefähr gleichen Durchmesser mit dem zweiten dunklen Ring der rothen Hälfte.

Für viele einaxige Krystalle weichen aber die Farben des Ringsystems wesentlich von denen der Newton'schen Ringe ab. Im unterschwefelsauren Strontian z. B. ist die Farbenfolge von der Mitte an folgende: Weiss erster Ordnung, Gelb, Roth, Purpur, Grün etc. Es rührt dies daher, dass für dieses Salz die blauen Ringe verhältnissmässig noch enger sind als beim Kalkspath. Unter dem blau und rothen Glasplattenpaar findet man, dass der zweite dunkle Ring für blaues Licht mit dem ersten für rothes zusammenfällt.

Am auffallendsten weicht die Färbung des Ringsystems für einige Varietäten Apophyllit von dem normalen ab. Die Ringe sind alle gleich gefärbt, und zwar abwechselnd dunkel violett und eigenthümlich schmutzig gelb. Unter dem blaurothen Glase findet man, dass die blauen Ringe fast gleichen Durchmesser mit den rothen haben.

Bei genauerer Untersuchung findet man, dass diese Erscheinung, welche man an den Apophylliten von den Faröer-Inseln und denen von Poonah in Ostindien, nicht aber an denen von Andreasberg und Tyrol beobachtet, daher rührt, dass jene Krystalle für gelbes Licht keine doppelte Brechung haben, dass sie für rothes Licht positiv und für blaues negativ sind.

Senarmont hat die Erscheinung der Apophyllitringe dadurch nachgeahmt, dass er eine senkrecht zur Axe geschliffene Platte des positiven unterschwefelsauren Bleies mit einer senkrecht zur Axe geschliffenen Platte des negativen unterschwefelsauren Strontians combinirte.

Durch Zusammenkrystallisiren des unterschwefelsauren Blei- und Strontiansalzes in entsprechenden Verhältnissen ist es Senarmont gelungen, Krystalle zu erhalten, welche die Apophyllitringe zeigten.

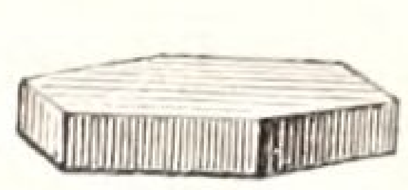
Steeg (Optiker in Bad Homburg, welcher alle Präparate zur chromatischen Polarisation in ausgezeichneter Weise verfertigt) hat gefunden, dass man mit allen positiven und negativen einaxigen Krystallen die Apophyllitringe hervorbringen kann, wenn man sie in geeigneter Dicke combinirt. Um die Erscheinung mit Sicherheit zeigen zu können, wendet er eine keilförmige senkrecht zur Axe geschliffene Kalkspathplatte an, welche unter einer positiven Krystallplatte (unterschwefelsaures Blei) mehr oder weniger weit eingeschoben wird.

Ausser dieser abnormen Farbenfolge beobachtet man aber im Ringsystem senkrecht zur Axe geschliffener einaxiger Krystalle noch mancherlei Unregelmässigkeiten und Verzerrungen, wie z. B. beim Beryll, dem Blutlaugensalz, bei manchen Exemplaren von Kalkspath, Turmalin, Mellit, Idocras, Apophyllit etc.

Solche Unregelmässigkeiten sind stets die Folge mangelhafter Homogenität, welche entweder darin besteht, dass die successiven Schichten des Krystalls nicht ganz gleiche Dichtigkeit haben, oder dass die Axen der zahlreichen Individuen, aus welchen der Krystall zusammengesetzt ist, nicht vollkommen parallel sind, oder endlich, dass dünne Lamellen anderer Axenrichtung in die Hauptmasse des Krystalls eingewachsen sind.

Farbenringe in zweiaxigen Krystallen. Wenn man eine 162
Salpeterplatte, Fig. 518, welche senkrecht auf die Mittellinie, also senkrecht zur Säulenaxe geschliffen ist, so zwischen die gekreuzten Turmalinplatten legt, dass die Ebene der beiden optischen Axen einen Winkel von 45⁰ mit den Schwingungsebenen der beiden Turmalinplatten macht, so sieht man das schöne Ringsystem Nr. 4 Taf. IX, welches in Fig. 3 Taf. IX übergeht, wenn die Ebene der optischen Axen mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfällt.

Fig. 518.



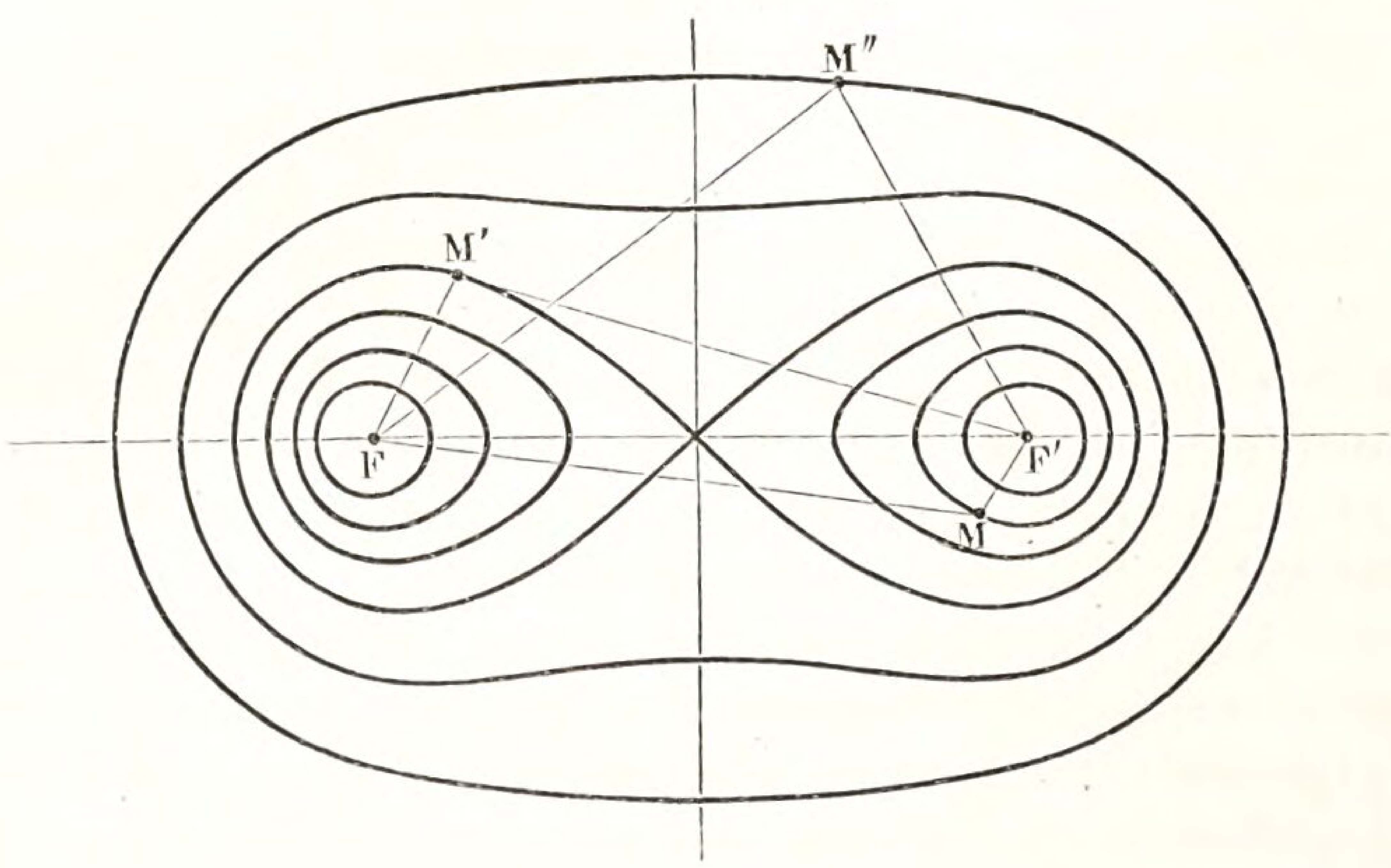
Man wird wohl sehr selten einen Salpeterkrystall finden, welcher nicht in der Mitte mit mehr oder weniger bedeutenden röhrenartigen Höhlungen durchzogen ist. Dies macht aber die Krystalle zu unserem Zwecke nicht unbrauchbar; denn gegen den Rand hin finden sich immer Stellen, welche gross genug und vollkommen rein sind.

Wir wollen nun zuerst die Gestalt der farbigen (isochromatischen) Curven und dann die Form der sie durchschneidenden schwarzen Büschel näher untersuchen.

Die Erscheinung Nr. 4 Taf. IX besteht offenbar aus einer Verbindung von zwei Ringsystemen, von welchen jedes eine optische Axe umgiebt; d. h. die vom Mittelpunkte eines solchen Ringsystems nach dem Auge austretenden Strahlen haben den Krystall in der Richtung einer optischen Axe durchlaufen. J. Herschel, welcher diese Erscheinung zuerst genau untersuchte, hat gezeigt, dass die farbigen Curven Lemniscaten sind, d. h. krumme Linien, welche, wie die in Fig. 519 (a. f. S.)

verzeichneten, die Eigenschaft haben, dass, wenn man von irgend einem Punkte M einer solchen Curve Linien nach den beiden Polen F und F'

Fig. 519.



gezogen denkt, das Product dieser beiden Leitstrahlen FM und $F'M$ eine beständige Grösse ist, deren Werth sich immer von einer Curve zur folgenden ändert. Näheres über die Lemniscaten findet man unter Anderem in §. 29 der Analytischen Geometrie von J. Müller (Braunschweig 1859).

Auch hier werden die Curven um so weiter, je dünner die Krystallplatte wird. Gesetzt, man habe eine Salpeterplatte, welche die Lemniscaten gerade so zeigt, wie man Fig. 519 sieht, d. h. vier geschlossene Curven um jede Axe; während die folgenden Ringe beide Axen umschliessen, so werden, wenn man die Platte dünner schleift, alle Ringe an Ausdehnung zunehmen, während doch die Mittelpunkte der Ringsysteme unverändert an derselben Stelle bleiben; deshalb muss mit abnehmender Dicke auch die Zahl der geschlossenen Curven, welche um jede Axe herumgehen, immer mehr abnehmen; hat man die Dicke um ein Bestimmtes vermindert, so hat man nur noch zwei geschlossene Curven um jede Axe (Fig. 3 und 4 Taf. IX); ja man kann die Salpeterplatte leicht so dünn schleifen, dass gar keine Ringe mehr erscheinen, welche nur eine Axe umgeben, sondern nur ovale Ringe, welche, wie die äusserste Curve in Fig. 519, beide Axen umschliessen.

Der Talk wird in Form von tafelartigen, nicht wohl zu bestimmenden Krystallen gefunden, die nach einer Richtung hin, welche senkrecht auf der Mittellinie steht, sehr vollkommen spaltbar sind; dünne, durch Spaltung erhaltene Talkblättchen zeigen nun fast ganz dieselbe Ringerscheinung, wie eine ganz dünngeschliffene Salpeterplatte.

Wenn man die Salpeterplatte in ihrer Ebene umdreht, so dass die Ebene der beiden optischen Axen nicht mehr einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Turmalinplatten macht, so bleibt dabei die

Form der Lemniscaten ganz unverändert, nur die Form und die Lage der hyperbolischen schwarzen Büschel, welche dem schwarzen Kreuz im Ringsystem einaxiger Krystalle entsprechend die farbigen Curven durchschneiden, ändert sich. In den Figuren 1, 2 und 3 Taf. X sind die schwarzen Büschel allein für drei verschiedene Lagen der Krystallplatte dargestellt. Wenn die Verbindungslinie der beiden Mittelpunkte o und o' der Lemniscaten einen Winkel von 45^0 mit den Schwingungsebenen der Turmalinplatten macht, so haben die schwarzen Büschel die Form Fig. 1 Taf. X; die Fig. 2 Taf. X entspricht dem Falle, dass die Verbindungslinien $o\,o'$, also die Ebene der optischen Axen, einen Winkel von 9^0 mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte macht; die Fig. 3 Taf. X endlich stellt die Büschel für den Fall dar, dass die Ebenen der optischen Axen mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfallen; für diese letztere Lage ist in Fig. 3 Taf. IX das Ringsystem im Salpeter dargestellt.

Die Ringerscheinungen im kohlensauren Bleioxyd haben grosse Aehnlichkeit mit denen im Salpeter, nur ist die Aufeinanderfolge der Farben etwas anders; es wird von dieser Verschiedenheit bald mehr die Rede sein.

Wenn der Winkel, welchen die beiden optischen Axen eines Krystalls mit einander machen, grösser ist als 20^0, so kann man in einer senkrecht zur Mittellinie geschliffenen Platte nicht mehr beide Ringsysteme gleichzeitig übersehen; neigt man die Platte bald nach der einen, bald nach der andern Seite hin, so sieht man bald die Ringe, welche die eine, bald die Ringe, welche die andere Axe umgeben.

Unter den Krystallen, welche, senkrecht zur Mittellinie geschliffen, bei gehöriger Neigung leicht bald das eine, bald das andere Ringsystem zeigen, sind besonders folgende zu nennen: Arragonit, Schwerspath, Glimmer, Topas, Zinkvitriol, Bittersalz, schwefelsaures Nickeloxyd, Titanit, Zucker, Seignettesalz, schwefelsaures Magnesia-Ammoniak etc.

Mit Hülfe des in §. 157 beschriebenen Nörrenberg'schen mikroskopischen Polarisationsapparates kann man aber in solchen senkrecht zur Mittellinie geschliffenen Krystallplatten selbst dann noch die beiden Ringsysteme gleichzeitig übersehen, wenn der Winkel der optischen Axen 70 bis 80 Grad beträgt.

Die Krystalle des Glimmers sind äusserlich zu wenig ausgebildet, um das Krystallsystem unmittelbar bestimmen zu können, dem sie angehören, hier sind nun die optischen Eigenschaften entscheidend, denn die optisch einaxigen Glimmerarten gehören dem hexagonalen, die optisch zweiaxigen dem rhombischen Krystallsysteme an; ob aber eine Glimmerplatte optisch einaxig oder zweiaxig ist, ergiebt sich sogleich aus der Beobachtung des Ringsystems. Häufig sind aber die Glimmerblättchen so dünn, dass die Ringe zu gross werden, als dass man sie übersehen könnte; man übersieht bei ihnen nur den centralen Theil der Figur; doch lässt sich auch hier leicht ermitteln, ob dies Blättchen ein-

axig oder zweiaxig ist. Man lege es nur auf das Tischlein im Polarisationsapparate, während die beiden Spiegel gekreuzt sind; erscheint nun das Blättchen fortwährend dunkel, wie man es auch in seiner Ebene umdrehen mag, so ist es optisch einaxig, denn alsdann erblickt man den centralen Theil der Fig. 1 Taf. IX, welcher stets dunkel erscheinen muss; wenn aber das Blättchen abwechselnd hell und dunkel erscheint, so ist es optisch zweiaxig.

Wenn der Winkel der optischen Axen gross ist, so kann man die Krystallplatte senkrecht zu einer der optischen Axen schleifen; man sieht alsdann freilich nur ein Ringsystem, welches meistens in der Art, wie Fig. 1 Taf. XI erscheint; die runden oder etwas ovalen Ringe sind nur von einem dunklen Büschel durchschnitten, der seine Lage ändert, wenn man die Krystallplatte in ihrer Ebene umdreht; jedoch ist die Richtung, nach welcher sich der schwarze Büschel dreht, der Richtung entgegengesetzt, in welcher die Krystallplatte gedreht wird. Wenn der schwarze Büschel mit der Richtung der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfällt, so liegt die andere Axe auf der Verlängerung des schwarzen Büschels, oder, genauer gesagt, die durch den schwarzen Büschel senkrecht zur Oberfläche der Platte gedachte Ebene ist alsdann die Ebene der beiden optischen Axen.

Unter den Krystallen, von welchen man vorzugsweise leicht Platten erhalten kann, welche senkrecht zu der einen Axe sind, muss besonders der Zucker und das saure chromsaure Kali genannt werden. Wir haben bereits oben, S. 536, gesehen, dass die eine Axe des Zuckers nahezu senkrecht auf der Spaltungsfläche ist; in einer durch Spaltungsflächen begränzten Zuckerplatte ist demnach das eine Ringsystem leicht zu beobachten. — Das saure chromsaure Kali ist nach mehreren Richtungen spaltbar, doch nach einer vorzugsweise leicht, und senkrecht auf dieser Spaltungsfläche liegt auch hier eine optische Axe.

163 **Messung der Axenwinkel.** Um den Winkel zu messen, welchen die beiden optischen Axen eines Krystalls mit einander machen, hat man eigene Apparate construirt. Wir geben im Nachfolgenden eine Beschreibung des Axenwinkelapparates von V. v. Lang (Carl's Rep. III. 201).

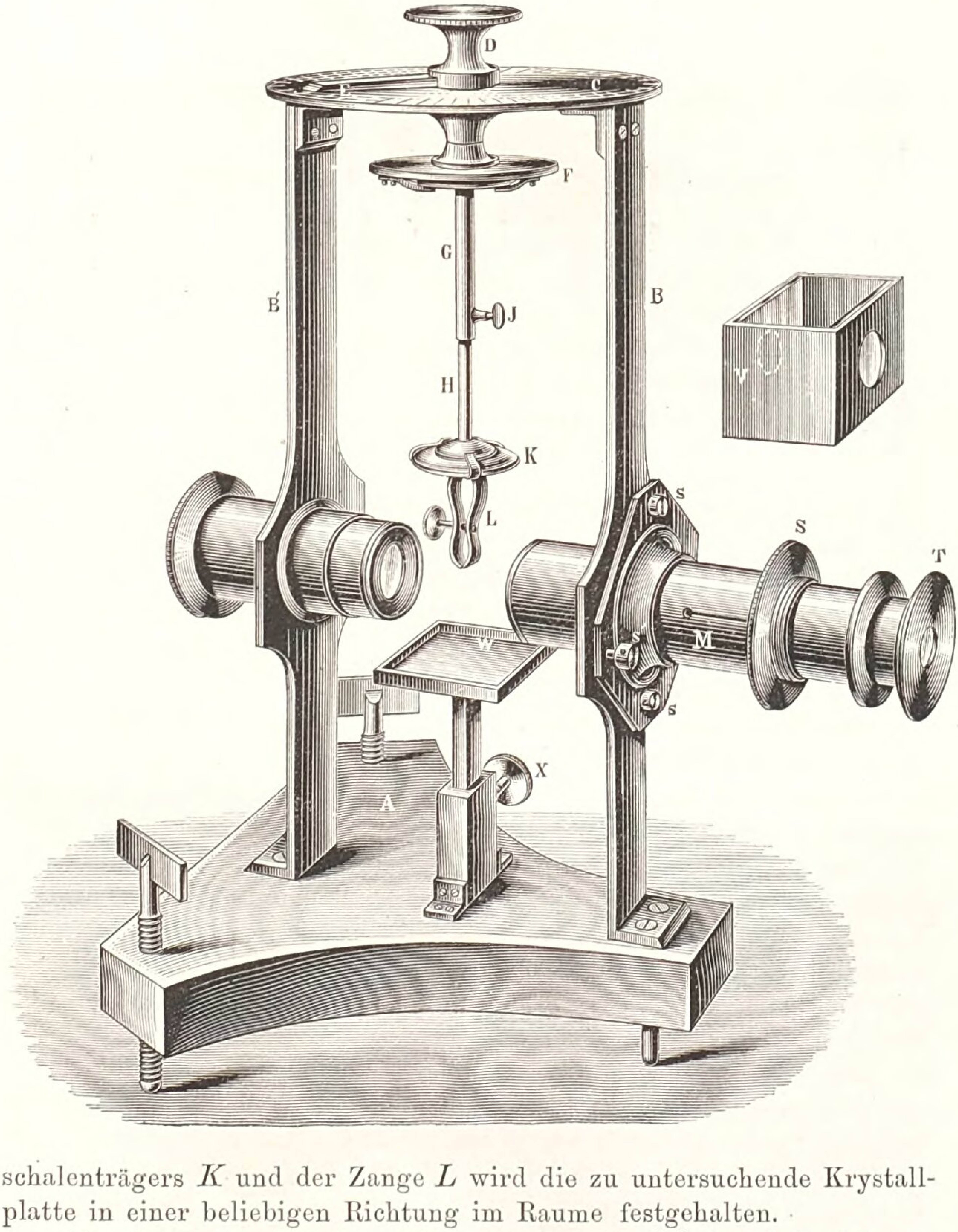
Fig. 520 giebt eine perspectivische Darstellung in $\frac{1}{4}$ der natürlichen Grösse, Fig. 521 einen Verticaldurchschnitt durch den mittleren optischen Theil desselben in $\frac{1}{2}$ der natürlichen Grösse.

Auf einem mit zwei Stellschrauben und einem Fusse versehenen Brette A von nahezu dreieckiger Form wird von den beiden flachen Messingsäulen B, B' der Theilkreis C getragen. Die verticale Axe desselben ist durch den Knopf D drehbar und mittelst der Alhidade E wird der Betrag der Drehung abgelesen.

Mittelst der durch drei Federn gesicherten Planverschiebung F, welche dazu dient, eine beliebige Stelle der Krystallplatte in die Axe

des Kreises zu bringen, sowie mittelst des in der Röhre *G* verschiebbaren Stieles *H*, der durch die Schraube *J* in passender Höhe festgeklemmt wird, endlich mittelst des durch drei Federn gehaltenen Kugel-

Fig. 520.

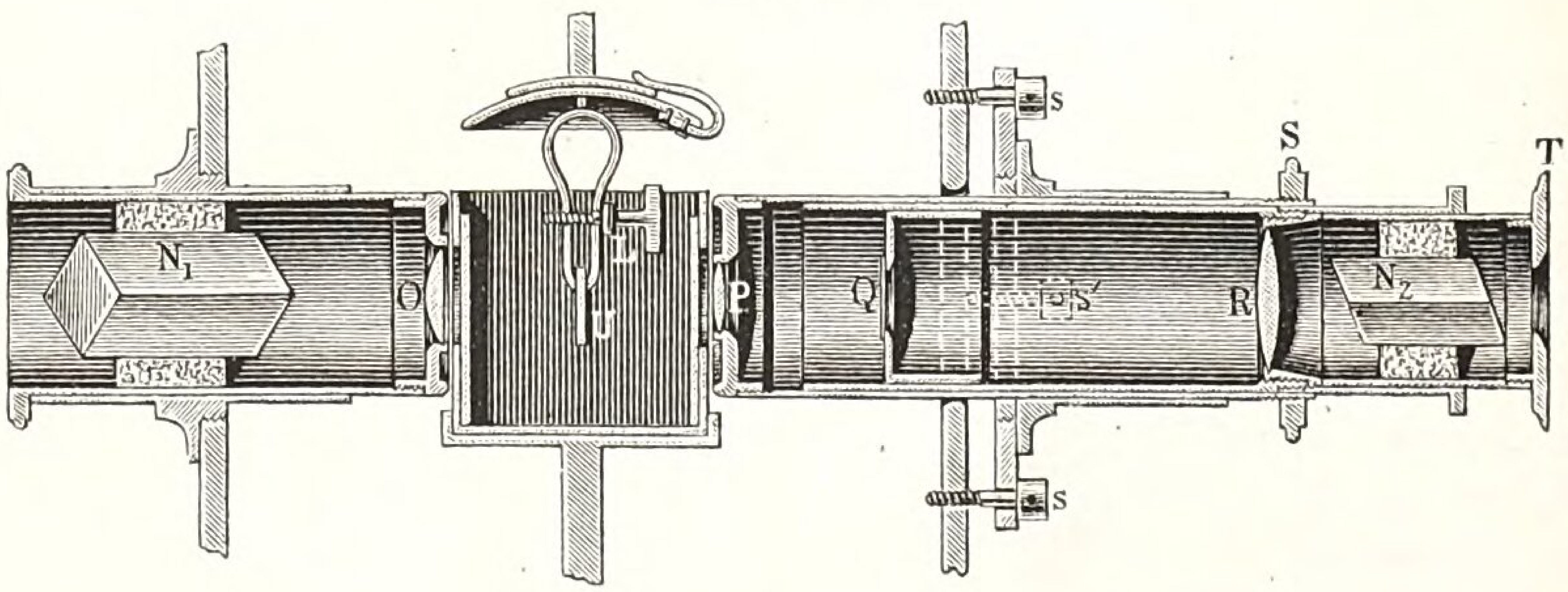


schalenträgers *K* und der Zange *L* wird die zu untersuchende Krystallplatte in einer beliebigen Richtung im Raume festgehalten.

Von den beiden Messingsäulen trägt die eine (*B*) das Beobachtungsrohr, die andere (*B′*) das Beleuchtungsrohr. Ersteres steckt in einer Hülse *M*, welche vermittelst zweier Zug- und zweier Druckschrauben *s*, *s*, *s′*, *s′* an der Säule befestigt ist. Das Beleuchtungsrohr steckt in einer Hülse, welche fest mit der Säule *B′* verbunden ist.

Die optische Einrichtung ist aus dem Verticalschnitt Fig. 521 ersichtlich. Es folgen auf einander:

Fig. 521.



Im Beleuchtungsrohr:

Das Nicol'sche Prisma N_1.

Die planconvexe Linse O von 20 mm Brennweite und 14 mm Oeffnung.

Im Beobachtungsrohr:

Die biconvexe Objectivlinse P von 20 mm Brennweite und 9 mm Oeffnung.

Die Fadenkreuzblende Q von $7^1/_2$ mm Oeffnung.

Die biconvexe Ocularlinse R von 50 mm Brennweite und 20 mm Oeffnung.

Das Nicol'sche Prisma N_2.

Das Ocularrohr wird mittelst der Schraubenmutter S an das Objectivrohr angeklemmt, dagegen ist das Nicol'sche Prisma N_2 sammt seiner Fassung und der Augenblende T um seine Axe drehbar und kann auch ganz entfernt werden.

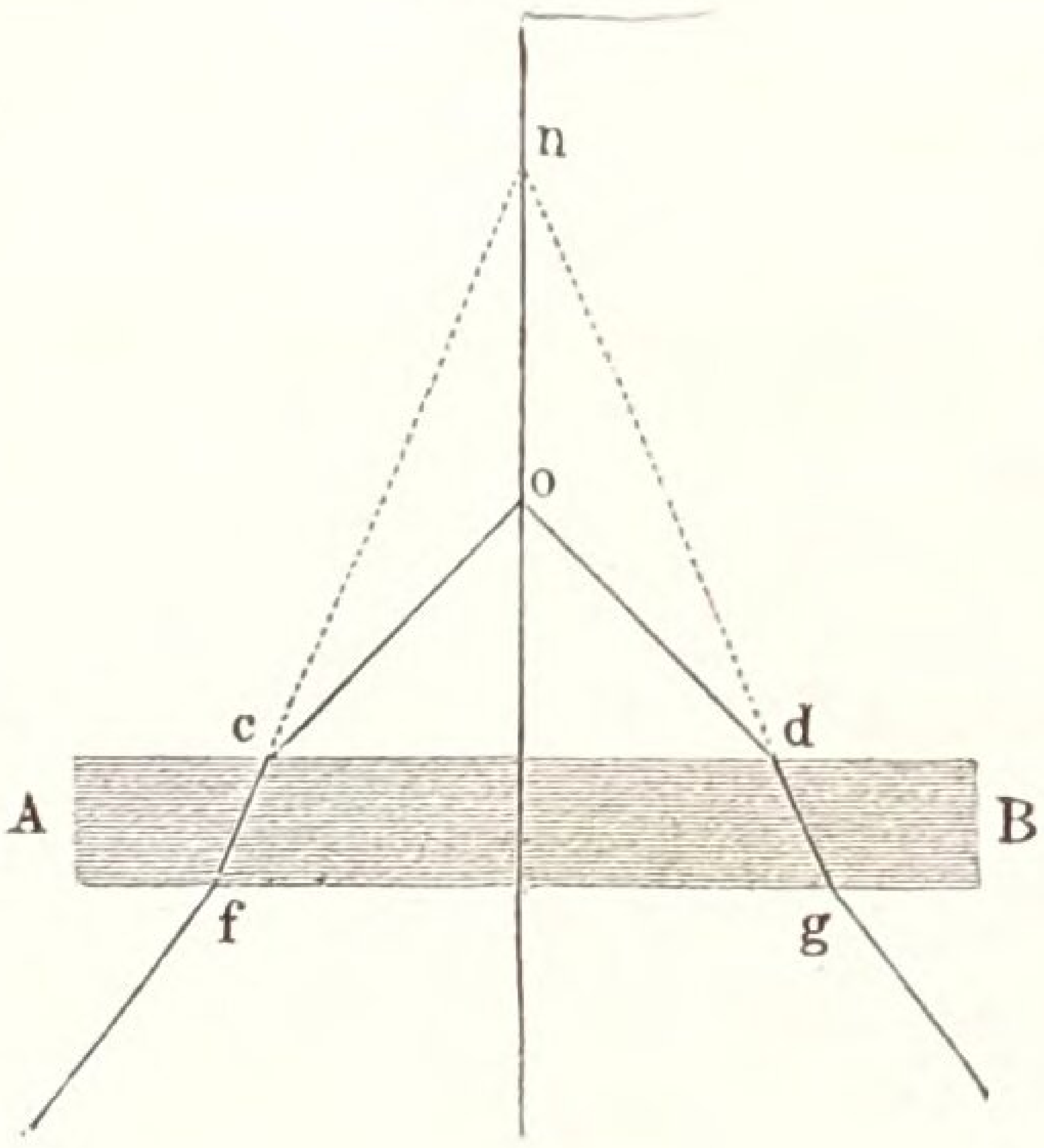
Vor dem Gebrauche wird das Fernrohr auf parallele Strahlen eingestellt und das Ocular in dieser Lage festgeklemmt. Mittelst eines in L eingeklemmten planparallelen Glasplättchens U und der erwähnten Schräubchen s, s, s', s' kann dann in analoger Weise, wie wir dies S. 159 beim Spectrometer beschrieben haben, die Fernrohraxe senkrecht auf die Drehungsaxe gestellt werden.

Die zu untersuchende Krystallplatte kommt nun in die Zange L und wird dort durch successive Verstellungen in solche Lage gebracht, dass die Ebene der optischen Axen parallel mit dem Theilkreis C in die Höhe der Fernrohraxe zu liegen kommt. Durch Drehung am Knopfe D wird dann der Mittelpunkt des einen Ringsystems mit dem Mittelpunkt des Fadenkreuzes zur Coincidenz gebracht, die Stellung der Alhidade E abgelesen, dann dasselbe mit dem Mittelpunkt des anderen Ringsystems durchgeführt und wiederum abgelesen.

Aus dem so ermittelten Drehungswinkel lässt sich dann der Winkel der optischen Axen auf folgende Weise ermitteln:

Es stelle in Fig. 522 *AB* eine zweiaxige senkrecht auf die Mittellinie geschliffene Krystallplatte, *o* das darüber befindliche Auge, *od* und *oc* die Richtungen vor, nach welchen man die Mittelpunkte der beiden Ringsysteme sieht, so ist klar, dass die von *c* und *d* nach dem Auge gelangenden Strahlen nicht in derselben Richtung, sondern nach den Richtungen *cf* und *dg* den Krystall durchlaufen haben; es ist also der mit Hülfe des Apparates Fig. 520 S. 585 gemessene Winkel *cod* nicht der Winkel der optischen Axen, sondern der Winkel *cnd*, welchen die Richtungen *fc* und *dg* mit einander machen; wenn aber der Winkel *cod* und der mittlere Brechungsquotient der Krystallplatte bekannt ist, so kann man den Winkel *cnd* berechnen.

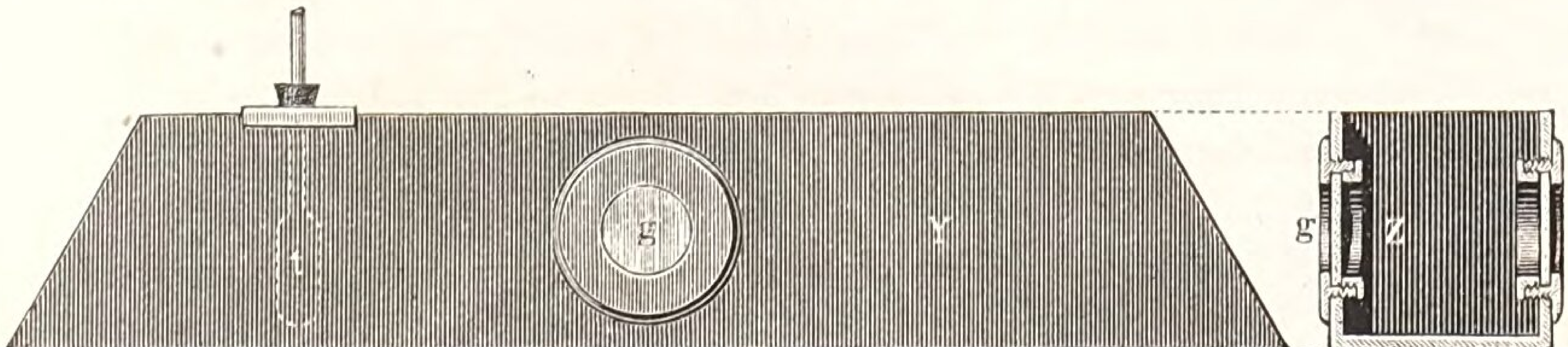
Fig. 522.



Wenn der scheinbare Winkel der optischen Axen *cod*, Fig. 522, grösser ist als 135^0, so kann die Messung des Winkels und die Beobachtung der beiden Ringsysteme nicht mehr in Luft geschehen, sondern man ist genöthigt, die Krystallplatte in eine zwischen parallelen Glasplatten befindliche Flüssigkeit von bekanntem Brechungsquotienten, etwa in Oel oder in Schwefelkohlenstoff, einzutauchen. Wäre der Brechungsquotient der Flüssigkeit dem des Krystalls in der Richtung der optischen Axen ganz gleich, so würde der gemessene Winkel ohne Weiteres dem wahren Winkel der optischen Axen gleich sein.

Zum Behufe der Messung innerhalb einer solchen Flüssigkeit dient ein Blechgefäss von der in Fig. 520 gezeichneten Form *V* mit gegenüberstehenden kreisförmigen Oeffnungen und eingekitteten Glasplättchen, welches auf das Tischchen *W* gestellt und mit der Schraube *X* in passender Höhe befestigt wird. Handelt es sich darum, die Messungen bei verschiedenen Temperaturen anzustellen, so ersetzt man das Gefäss *V* durch

Fig. 523.



einen längeren Blechtrog Fig. 523, der nur an den Enden erhitzt wird, und Thermometer zur Temperaturmessung aufnehmen kann.

V giebt eine Längenansicht (t Thermometer, g Glasplatte, f, f Füsschen), Z giebt einen Querschnitt durch die Oeffnungen.

Andere Axenwinkelapparate sind von Descloiseaux (Pogg. Ann. CXXVI) und neuerdings von E. Ducretet in Paris, rue des Ursulines 21, construirt worden. Letzterer fertigt Apparate, welche zugleich als Polarisationsmikroskop nach Nodot, als Projectionsapparat für die verschiedenen Polarisationsphänomene und als Axenwinkelapparat zu benutzen sind.

164 **Ungleiche Lage der optischen Axen für verschiedenfarbige Strahlen.** In manchen Krystallen zeigt das Ringsystem sowohl wie auch die dunklen Büschel eine auffallende Abweichung von der normalen Gestalt und Färbung, wie man dies namentlich an Platten von Weissbleierz (kohlensaures Bleioxyd), Seignettesalz (weinsteinsaures Kalinatron), Titanit und vielen anderen beobachtet. Als besonders charakteristisches Beispiel dieser Erscheinung mag das Ringsystem des Titanitis dienen. Fig. 5 Taf. IX stellt das Ringsystem einer senkrecht zur Mittellinie geschnittenen Titanitplatte dar, wie es in Nörrenberg's mikroskopischem Polarisationsapparat (Fig. 506 S. 567) erscheint, wenn die Ebene der optischen Axen mit der Schwingungsebene des Zerlegungsspiegels oder mit der darauf rechtwinkligen Schwingungsebene des Zerlegers zusammenfällt; während Fig. 6 Taf. IX das Ringsystem derselben Platte für den Fall darstellt, dass die Ebene der optischen Axe den Winkel halbirt, welchen die Schwingungsebene des Zerlegers mit der des Polarisationsspiegels macht.

Zunächst fällt in die Augen, dass die dunklen hyperbolischen Büschel auf der einen Seite stark roth, auf der andern Seite dagegen blau gefärbt erscheinen, während geschlossene Curven, welche bei normalen Ringsystemen die Pole der Lemniscaten zunächst umgeben, theils ganz verschwinden, theils auf eigenthümlich gekrümmte Strichlein reducirt sind. Alle diese Unregelmässigkeiten verschwinden, sobald man statt des weissen Lichtes einfarbiges anwendet, wenn man etwa nach einer durch Kochsalz gefärbten Weingeistflamme hinsieht; unter diesen Umständen sieht man in der That jeden Pol des Curvensystems zunächst von fast kreisförmigen Ringen umgeben; da also für jede einzelne Farbe die Ringe vollkommen regelmässig sind, so kann die im weissen Lichte beobachtete Unregelmässigkeit nur daher rühren, dass die Mittelpunkte der verschiedenfarbigen Ringe nicht zusammenfallen, wie dies auch Herschel nachgewiesen hat. In der That sieht man zwei gesonderte Ringsysteme, deren Mittelpunkte nicht zusammenfallen, wenn man die Ringe durch ein farbiges Glas betrachtet, welches nur zwei Farben, etwa nur blaues und rothes Licht, durchlässt, wie dies z. B. bei dem blauen Kobaltglase der Fall ist.

Es seien r und r' in Fig. 524 und Fig. 525 die Pole der Lemniscaten einer Titanitplatte für rothes, b und b' die für blaues Licht, so wird für die der Fig. 5 auf Taf. IX entsprechende Lage der Platte der dunkle Büschel für rothes Licht an die in Fig. 524 verticalgestreiften, der dunkle Büschel für blaues Licht wird an die horizontal schraffirten Stellen fallen; wo also in Fig. 524 eine horizontale Schraffirung sich befindet, wird eine rothe, wo bloss verticale sich befindet, wird eine blaue Färbung vorherrschen müssen, und so erklärt sich die Farbenvertheilung der Fig. 5 Taf. IX einfach mit Hülfe der Constructionsfigur 525.

Ebenso erklärt sich die Färbung der hyperbolischen Büschel in Fig. 6 Taf. IX mit Hülfe der Constructionsfigur 526.

Fig. 524.

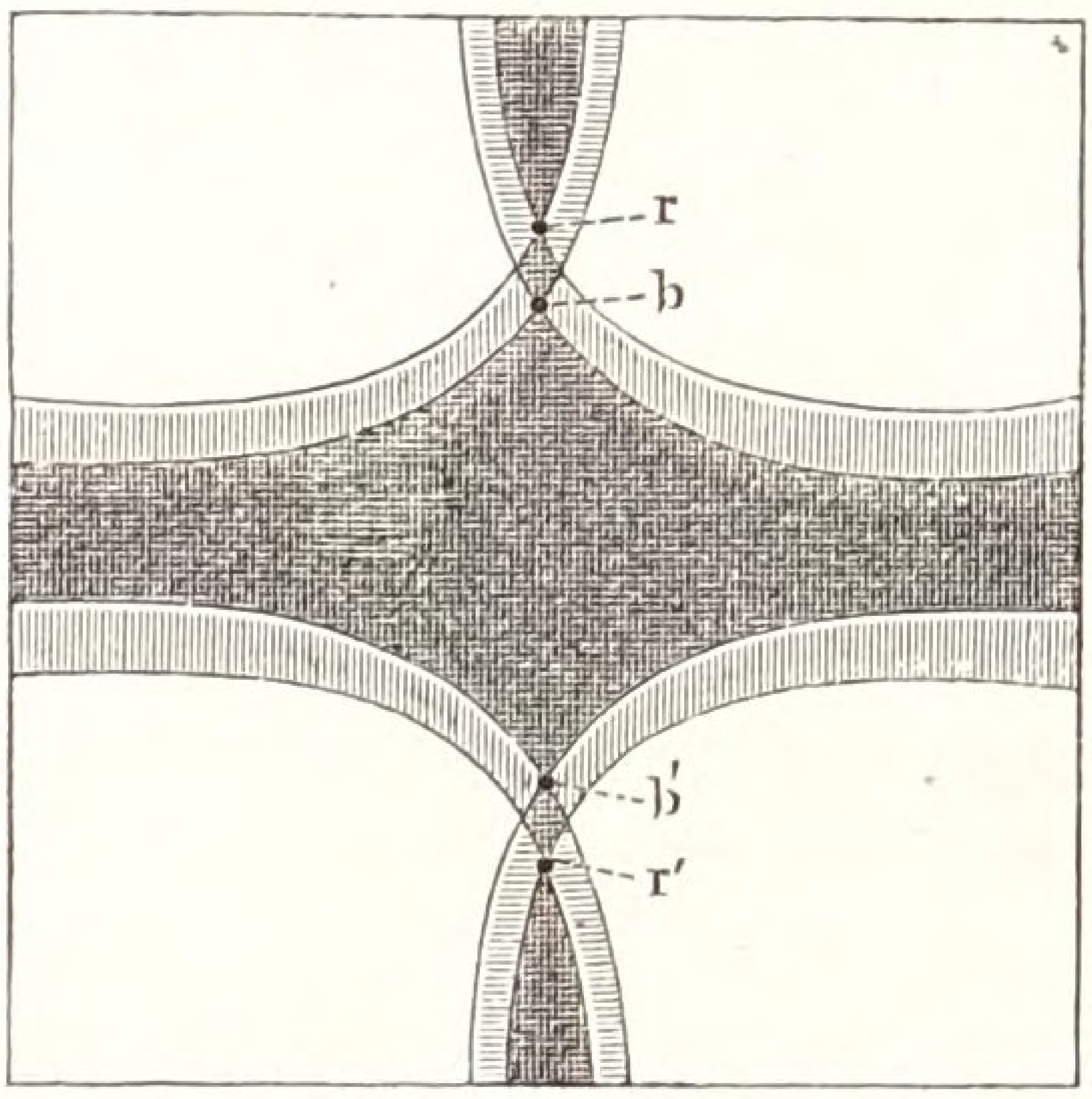
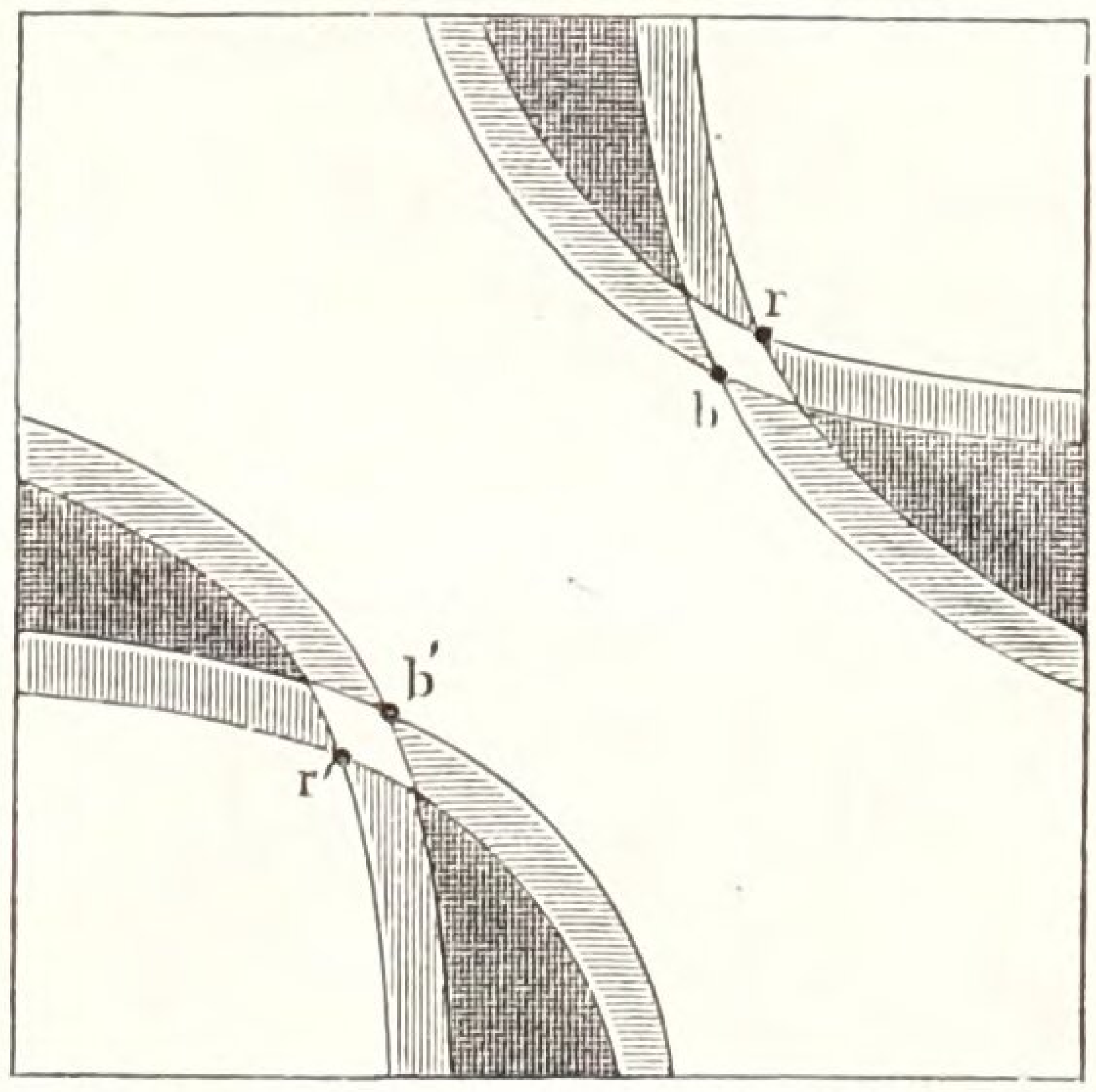


Fig. 525.



Die auffallenden Störungen und das theilweise Verschwinden der concentrischen Ringe, welche bei homogenem Lichte die Pole der Lemniscaten umgeben, erklärt sich gleichfalls dadurch, dass eben die Mittelpunkte dieser Ringe für verschiedenfarbige Strahlen nicht zusammenfallen.

Daraus, dass die Pole der Lemniscaten nicht dieselben sind für verschiedenfarbige Strahlen, geht hervor, dass die optischen Axen für verschiedenfarbige Strahlen nicht die gleiche Lage haben, dass also die optischen Axen für die blauen Strahlen nicht mit den optischen Axen der rothen Strahlen zusammenfallen. Im Seignettesalz ist diese Verschiedenheit der Lage der verschiedenfarbigen Strahlen sehr bedeutend; der Winkel der optischen Axen für die rothen Strahlen ist 76°, für die violetten aber 56°.

Beim essigsauren Bleioxyd (Bleizucker) ist die ungleiche Lage der verschiedenfarbigen Strahlen ebenso auffallend wie beim Seignettesalz; der Bleizucker krystallisirt gewöhnlich in Form von länglichen Tafeln, und die eine optische Axe ist fast senkrecht zu der Oberfläche derselben; man braucht also eine solche Platte nur in die Turmalinzange zu legen, um bei einiger Neigung gegen die einfallenden Strahlen eine ähnliche Erscheinung zu sehen, wie beim Seignettesalz.

Bei einigen Krystallen, z. B. beim Salpeter, ist der Winkel der rothen Axen kleiner als der der blauen; bei anderen, z. B. beim kohlensauren Bleioxyd und beim Titanit, ist umgekehrt der Winkel der rothen Axen grösser; bei den ersteren liegen also die optischen Axen ungefähr so, wie es Fig. 526, bei den anderen so, wie es Fig. 527 dargestellt ist.

Je grösser die Entfernung der Mittelpunkte der blauen und rothen Ringe im Vergleiche zu dem Durchmesser dieser Ringe ist, desto auffallender wird die Abweichung der Figur von der normalen Gestalt; sie ist deshalb in dicken Krystallplatten weit auffallender als in dünnen. Man kann dies recht deutlich sehen, wenn man die Ringsysteme in Salpeterplatten von verschiedener Dicke aufmerksam betrachtet. Je dicker die Platten werden, desto kleiner und zahlreicher werden die Ringe und desto mehr nähert sich das Ansehen eines jeden Ringsystems dem Habitus Fig. 5 Taf. IX.

Fig. 526.

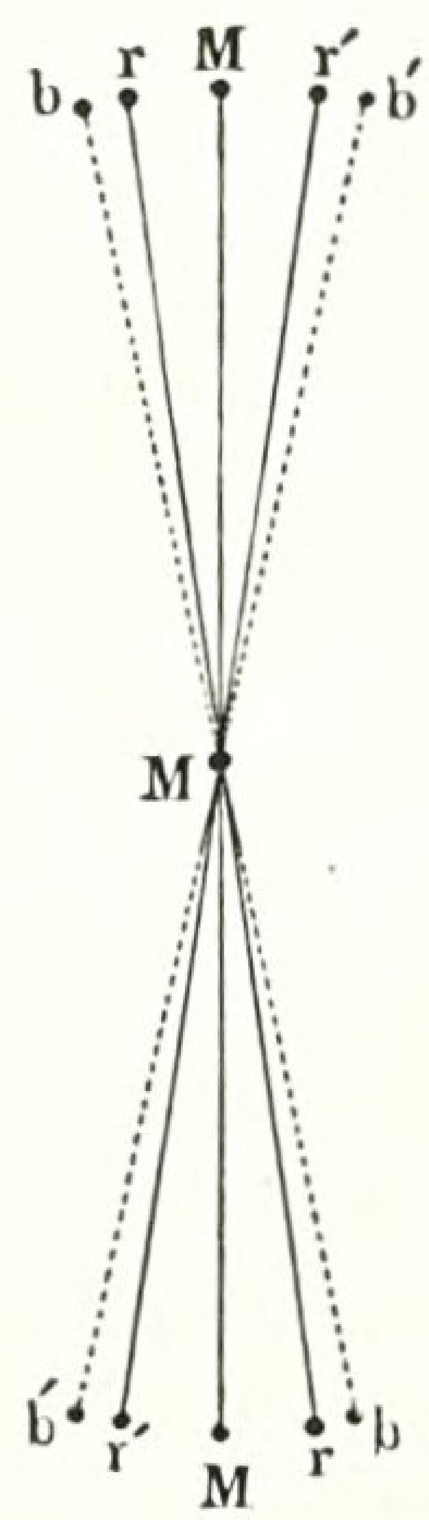
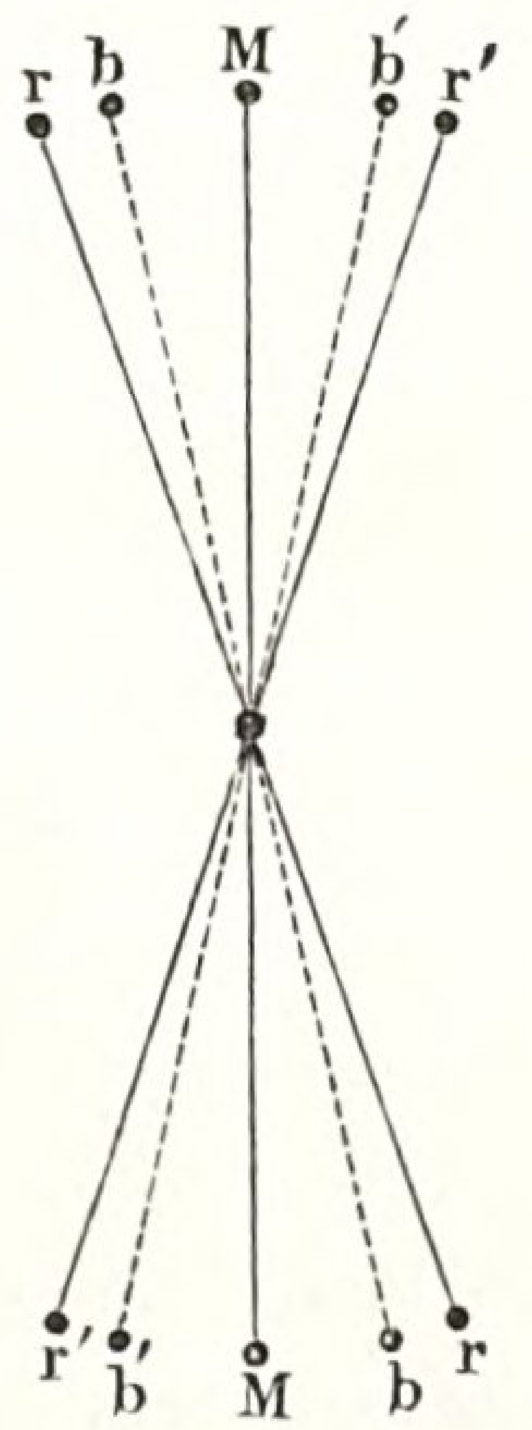


Fig. 527.



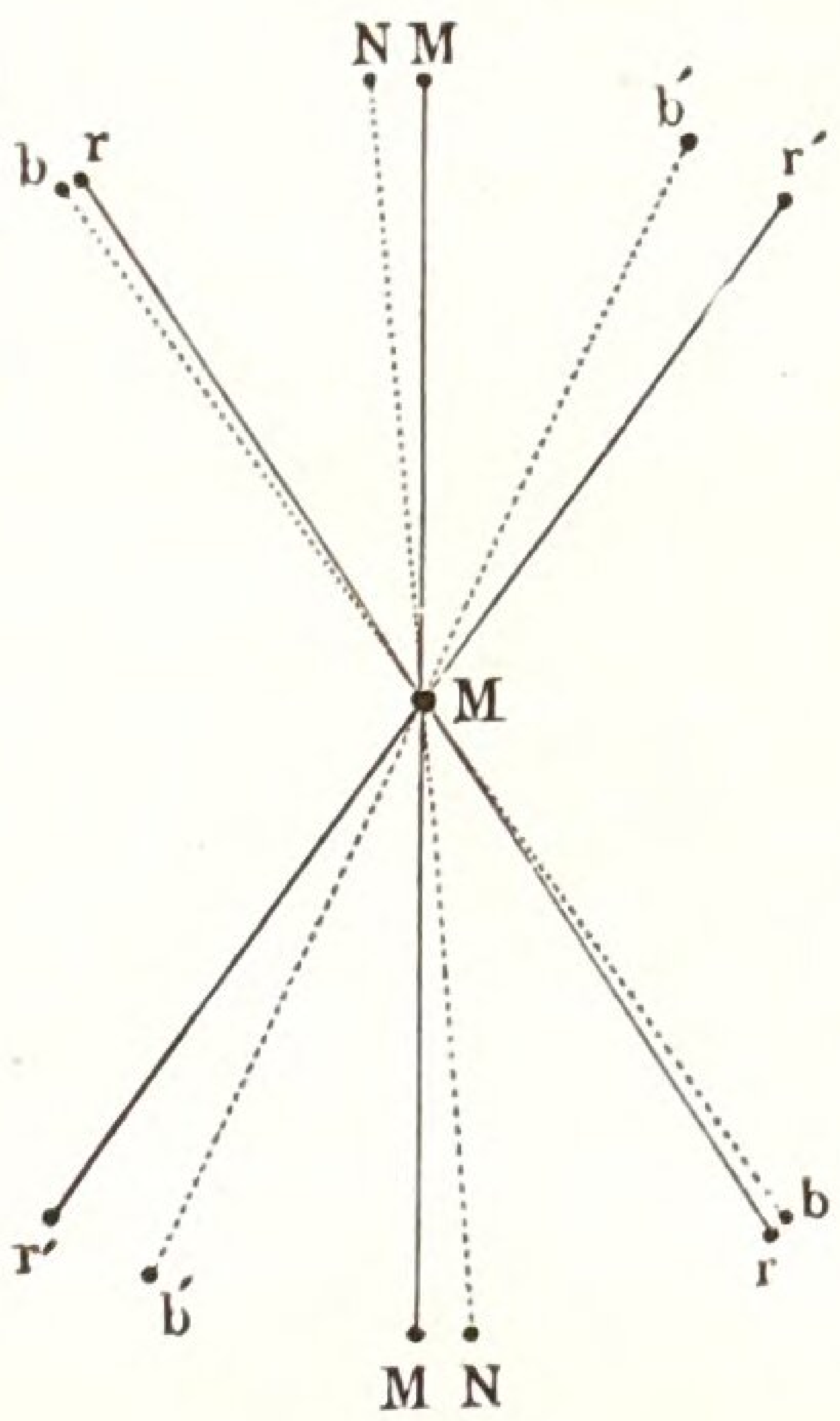
Bei allen bis jetzt in diesem Paragraphen besprochenen Krystallen liegen die optischen Axen der verschiedenfarbigen Strahlen sämmtlich in einer Ebene, und die Mittellinie hat für alle Farben dieselbe Lage. Deshalb wird auch das ganze Curvensystem durch die dunklen Büschel in jeder Beziehung symmetrisch getheilt, Fig. 3 und Fig. 5 Taf. IX, wenn man die Krystallplatte so zwischen die gekreuzten Turmaline legt, dass die Ebene der optischen Axen mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfällt.

In den eben betrachteten Fällen hatten die optischen Axen der verschiedenen farbigen Strahlen doch stets eine gemeinschaftliche Mittellinie. Für Krystalle des rhombischen Systems ist dies stets der Fall, und zwar selbst für diejenigen bereits in §. 148 besprochenen Krystalle, bei welchen die Ebene der optischen Axen für rothe Strahlen rechtwinklig steht auf der Ebene der optischen Axen für blaue Strahlen. Für solche Krystalle nimmt das Curvensystem einer senkrecht zur gemeinschaftlichen Mittellinie geschliffenen Platte ein ganz eigenthümliches Ansehen an, indem statt der Ringe hyperbolische Curven auftreten.

Dieselbe Erscheinung, welche schon früher Brewster am schiefwinkligen Glauberit entdeckt hatte, beobachteten Grailich und v. Lang in ausgezeichneter Weise auch beim Brookit. Senarmont hat analoge Erscheinungen in Krystallen beobachtet, welche er durch Zusammenkrystallisiren verschiedener Mengen von Kali- und Ammoniak-Seignettesalz erhalten hatte.

Bei denjenigen Krystallen des monoklinischen Systems, bei welchen die Ebene der optischen Axen in die symmetrische Ebene fällt, wie beim Zucker, beim Gyps, beim schwefelsauren Kobaltoxydul-Ammoniak, beim ameisensauren Kupferoxyd etc. (auf S. 537), liegen zwar noch die optischen Axen für alle Farben in *einer* Ebene, *dagegen fallen die Mittellinien für die verschiedenen Farben nicht immer zusammen*, was zur Folge hat, dass das eine Ringsystem oft ein ganz anderes Ansehen hat als das andere; dies ist namentlich der Fall beim *Gyps*, beim *Diopsid* und beim *ameisensauren Kupferoxyd*. In einer durch Spaltung erhaltenen Platte dieses Salzes sieht man bei geringer Neigung ein fast ganz rundes Ringsystem, bei grösserer Neigung ein sehr in die Länge gezogenes. Für das eine liegen also die optischen Axen der rothen und blauen Strahlen sehr nahe zusammen, für das andere liegen sie weit aus einander. Fig. 528 stellt die ungefähre gegenseitige Lage der optischen Axen im ameisensauren Kupferoxyd dar.

Fig. 528.



Descloiseaux, welcher überhaupt das Auseinanderfallen der optischen Axen für verschiedene Farben als *Dispersion* der optischen Axen bezeichnet, benennt den eben besprochenen Fall *geneigte Dispersion*.

Wenn die Ebene der optischen Axen nicht mit der symmetrischen Ebene zusammenfällt, *so steht sie rechtwinklig auf derselben*, sie geht also durch die *symmetrische Axe*. In diesem Falle kann es kommen, dass die Ebenen der optischen Axen für die verschiedenfarbigen Strahlen nicht zusammenfallen, sondern dass sie sich in der symmetrischen Axe unter einem spitzen Winkel schneiden, wie dies durch Fig. 529 und Fig. 530 versinnlicht wird, in welchen die Ebene

Fig. 529.

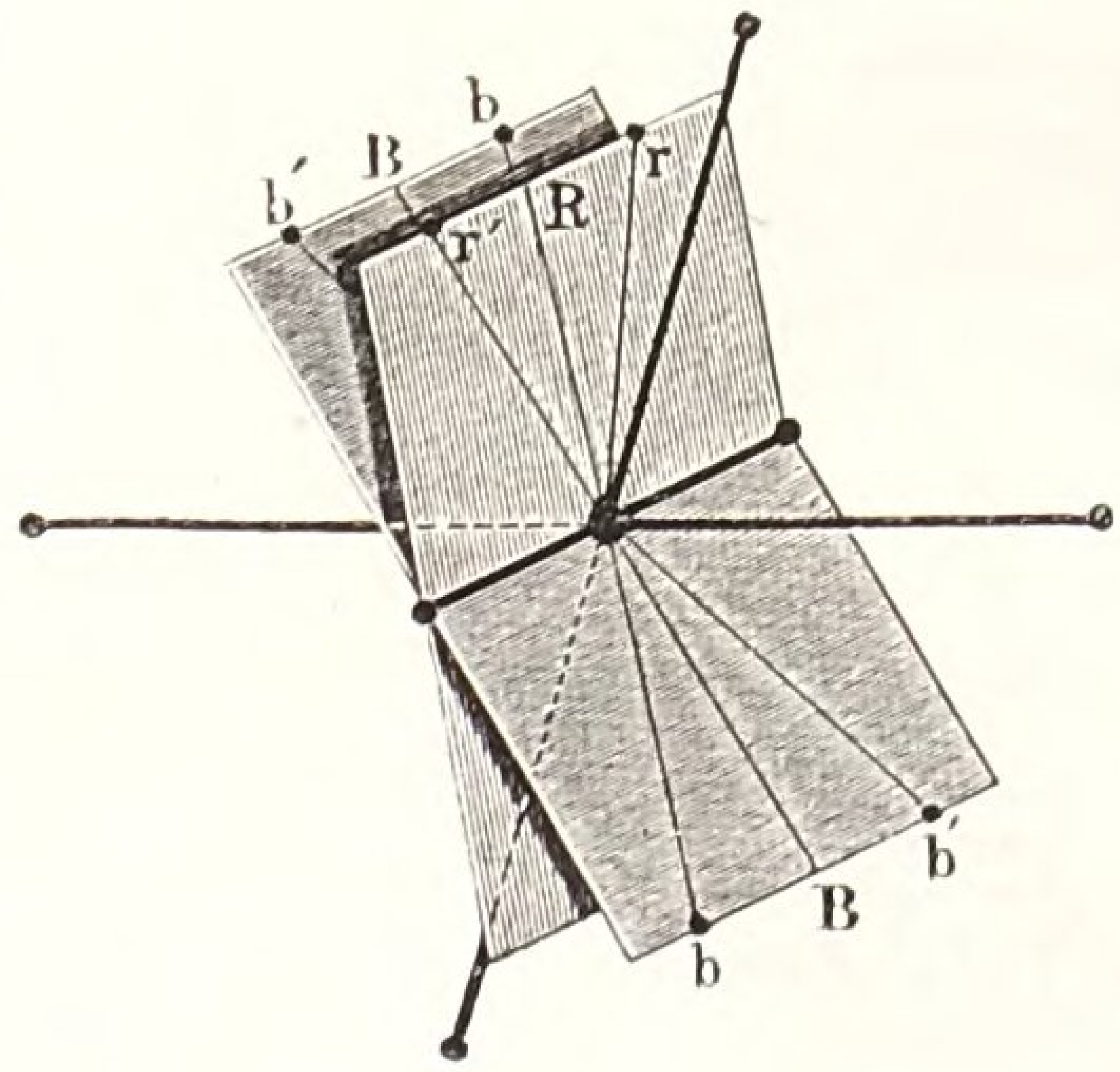
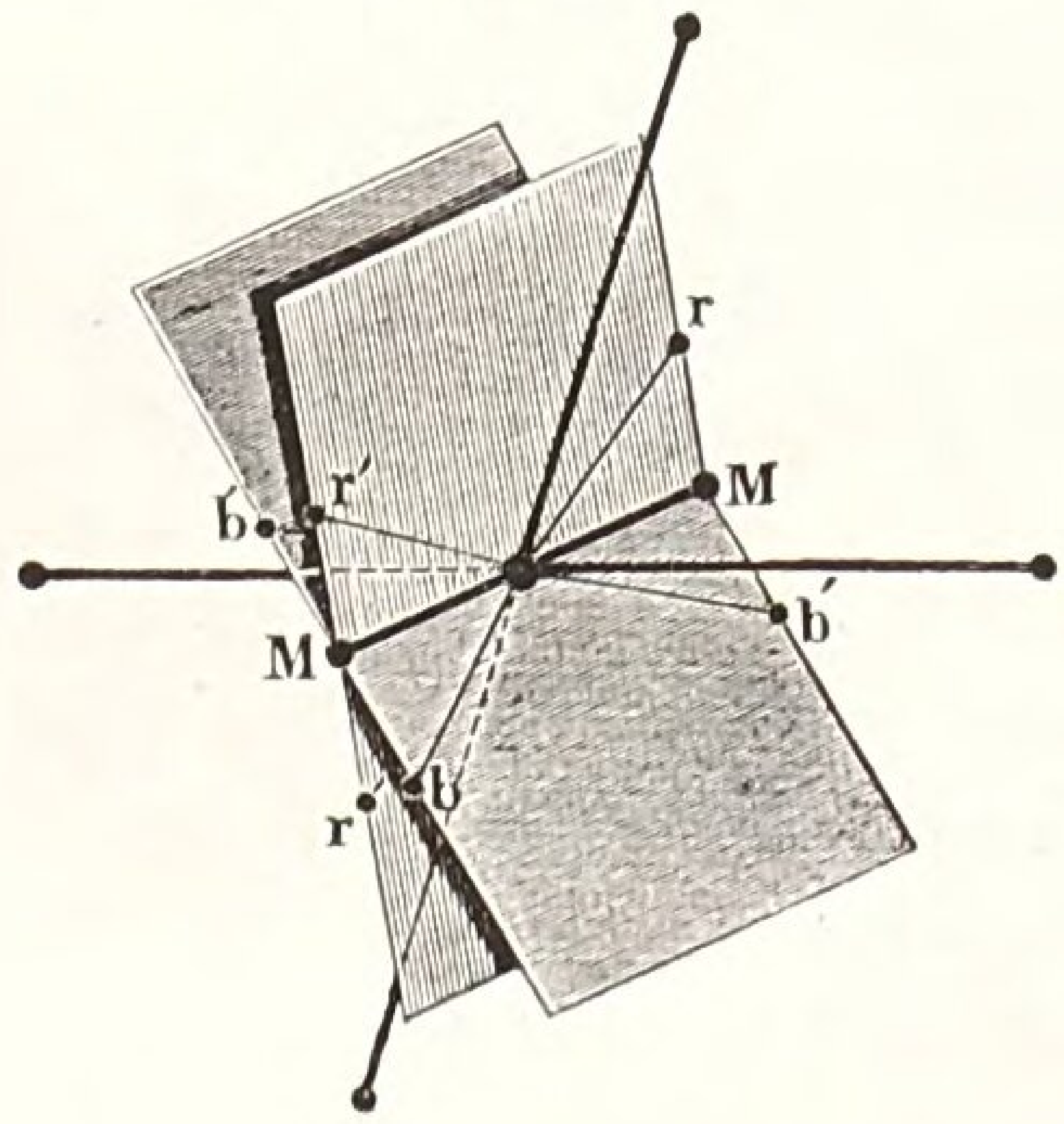


Fig. 530.

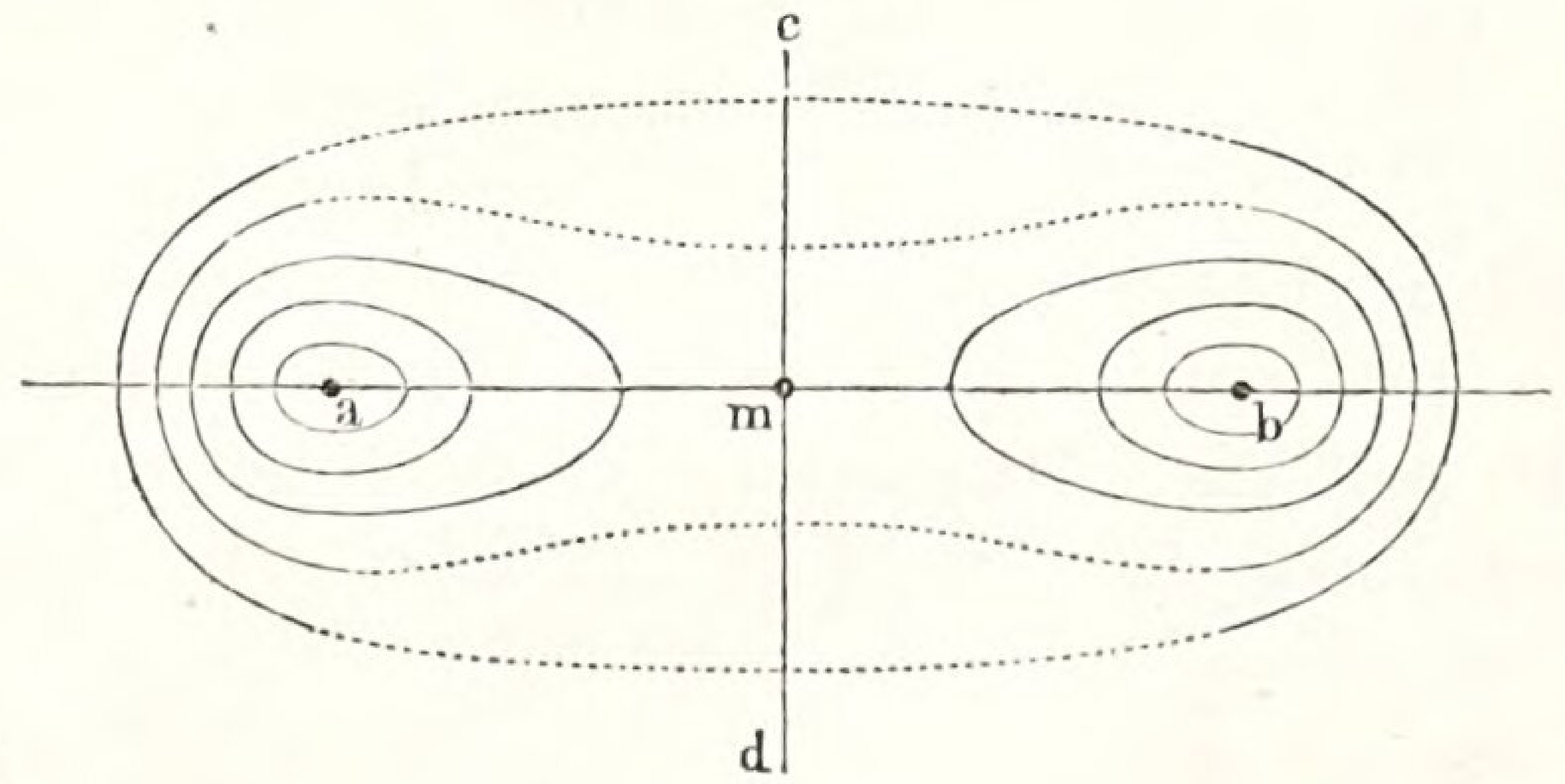


der optischen Axen für rothe Strahlen durch die Art der Schraffirung von der Ebene der optischen Axen für blaue Strahlen unterschieden ist.

Hier sind nun weiter zwei Fälle zu unterscheiden; es fallen nämlich etweder a) die Mittellinien *BB* und *RR*, Fig. 530, in die symmetrische Ebene, während die symmetrische Axe mit derjenigen Linie zusammenfällt, welche den stumpfen Winkel der optischen Axen halbirt (horizontale Dispersion), oder b) die Mittellinie der optischen Axen aller Farben fällt mit der symmetrischen Axe *MM*, Fig. 531, zusammen (gekreuzte Dispersion). Man beobachtet diese beiden Arten der Axendispersion am besten, wenn man die senkrecht zur Mittellinie geschliffene Platte so zwischen die gekreuzten Polarisatoren bringt, wie es der Fig. 3 Taf. IX entspricht. Der dunkle Büschel, welcher die beiden Mittelpunkte der Lemniscaten verbindet, theilt dann das Curvensystem nicht mehr symmetrisch, die Färbung links von diesem dunklen Büschel ist eine andere als rechts von demselben. Im Fall der horizontalen Dispersion (Feldspath) sind aber die Ringe der einen Axe denen der anderen ganz gleich, während im Fall der gekreuzten Dispersion (Borax) die Ringe der einen Axe auf der linken Seite des dunklen Büschels eben so gefärbt erscheinen, wie die Ringe der andern Axe auf der rechten Seite.

Durch Erwärmung werden die Krystalle nach verschiedenen Richtungen hin ungleich stark ausgedehnt. Es hat dies zur Folge, dass die Lage der optischen Axen von der Temperatur abhängig ist, dass sie sich also ändern muss, wenn man die Krystalle erwärmt. Ganz besonders auffallend ist dies beim Gyps. Es stelle Fig. 531 das Ringsystem

Fig. 531.



dar, welches eine senkrecht zur Mittellinie geschliffene Gypsplatte zeigt, wenn sie in entsprechender Lage zwischen die Linsensysteme des Apparates Fig. 505 auf S. 567 gebracht wird. *a* und *b* seien die Pole des Ringsystems, *m* die zum Punkt verkürzte Mittellinie. Wenn nun der Krystall, auf einer Glasplatte liegend, vorsichtig über einer Weingeistlampe erwärmt und rasch wieder in den Polarisationsapparat eingeführt wird, so beobachtet man, dass sich die Pole dem Ringsysteme genähert

haben, während zugleich die Ringe weiter geworden sind. Wird die Erwärmung bis zu einem gewissen Grade fortgesetzt, so erscheint die Platte einaxig, indem die beiden Pole der Ringsysteme mit dem Punkt m zusammenfallen. Wenn die Erwärmung des Krystalls noch weiter fortgesetzt wird, so gehen die Pole der Ringsysteme wieder aus einander, aber nicht in der Richtung ab, sondern in der darauf rechtwinkligen Richtung cd, indem sich der eine Pol des Ringsystems nach c, der andere nach d hin von m entfernt.

Eine sehr sorgfältige Untersuchung der Grösse und Lage der optischen Elasticitätsaxen beim Gypse hat jüngst V. v. Lang veröffentlicht (Sitzungsber. d. Wien. Akad. LXXVI). Es ergab sich dabei das merkwürdige Resultat, dass der wirkliche Winkel der optischen Axen für das Licht der Fraunhofer'schen Linie E ein Maximum hat, was mit früheren Beobachtungen Poggendorff's an den Axenbildern übereinstimmt. Ausserdem ergab sich die Anomalie, dass der Winkel, welchen die erste Mittellinie mit der Normale der angewandten Platte bildete, für die Linie D ein Maximum zeigte, was wiederum mit Descloizeau's Beobachtungen im Einklange steht. Bezüglich der Ausführung dieser Messungen und deren Zahlenresultate müssen wir auf die citirte Abhandlung V. v. Lang's verweisen.

Hyperbolische Curven in Krystallplatten, die parallel mit der Axe geschliffen sind. 165 Wenn man eine parallel mit der Axe geschliffene Platte von Bergkrystall, welche 4 bis 8 mm dick ist, oder eine eben so dicke Gypsplatte in den Polarisationsapparat legt, so erscheint sie nicht farbig wie ein dünnes Blättchen, sondern, wenn man sie in ihrer Ebene umdreht, wird sie nur abwechselnd hell und dunkel. Dass eine solche dicke Platte im weissen Lichte nicht mehr farbig erscheint, rührt nur daher, dass eben alle Farben höherer Ordnung, wie dies bereits in §. 155 gezeigt wurde, vom Weiss nicht mehr zu unterscheiden sind. Legt man aber eine solche Krystallplatte in entsprechender Lage in die Turmalinzange, so erblickt man, nach einer homogenen Lichtquelle hinsehend, ein System von abwechselnd hellen und dunklen hyperbolischen Streifen, wie sie Fig. 4 und 5 Taf. X dargestellt sind.

Als homogene Lichtquelle wendet man am bequemsten eine durch Kochsalz gelb gefärbte Weingeistlampe an.

Dass überhaupt hier abwechselnd helle und dunkle Curven entstehen, rührt daher, dass von den beiden Strahlen, welche an irgend einer Stelle der Oberfläche der Platte nach dem Auge austreten, der eine bald mehr, bald weniger vorausgeeilt ist, je nachdem die Strahlen den Krystall in einer andern Richtung durchlaufen haben; die Form der hyperbolischen Curven lässt sich aus der Fresnel'schen Theorie der doppelten Brechung vollständig ableiten, wie dies J. Müller im 33. und 35. Bande von Poggendorff's Annalen nachgewiesen hat; hier würde uns eine solche Ableitung zu weit führen.

Je dünner die Platte wird, desto weiter rücken die Curven aus einander, und wenn die Platte hinlänglich dünn geworden ist, um im weissen Lichte farbig zu erscheinen, sind die Curven gewissermaassen so gross geworden, dass man sie nicht mehr übersehen kann; man sieht alsdann nur den gleichförmig gefärbten centralen Theil der Figur.

Auch eine parallel mit der Axe geschliffene Kalkspathplatte zeigt diese Curven, nur sind sie ungleich enger als bei einer gleich dicken Bergkrystallplatte. Die Bearbeitung einer solchen Kalkspathplatte erfordert aber die grösste Sorgfalt; denn wenn die gegenüberliegenden Oberflächen nicht genau parallel sind, so treten die Strahlen, durch deren Interferenz die Curven entstehen sollen, wegen der starken doppelten Brechung des Kalkspaths nicht mehr nach derselben Richtung aus.

Eine Quarzplatte, deren Oberfläche einen Winkel von 45^0 mit der optischen Axe macht, zeigt bei Anwendung von homogenem Lichte zwischen den Turmalinplatten fast ganz gerade, abwechselnd helle und dunkle Streifen; dieselben Streifen, aber sehr fein, sieht man in einem möglichst dünnen, von einem Rhomboëder abgespalteten Kalkspathblättchen. Diese Streifen sind gewissermaassen die geradlinige Fortsetzung der hyperbolischen Curven, welche man in Platten sieht, die parallel mit der Axe geschliffen sind.

Im Allgemeinen wird man in jeder doppeltbrechenden Krystallplatte, welche mit parallelen Wänden begränzt ist, bei Anwendung von homogenem Lichte (farbige Gläser sind nicht homogen genug) Curven erblicken, von denen im weissen Lichte oft nicht die Spur zu sehen war.

Wenn man zwei Quarzplatten oder zwei Gypsplatten von gleicher Dicke, welche im homogenen Lichte die hyperbolischen Curven zeigen, gekreuzt zwischen die gekreuzten Turmaline bringt, so sieht man die Curven Fig. 5 Taf. X schon im weissen Tageslichte; sie erscheinen nun farbig, und ihre Farben folgen fast ganz den Farben der Newton'schen Scala, sie beginnen in der Mitte mit Schwarz, was begreiflich ist, da ja hier die Färbung von der Differenz der in der einen und der anderen Platte durchlaufenen Wege abhängt.

Zwei gleich dicke Quarzplatten, welche in einem Winkel von 45^0 gegen die Axe geschnitten sind, zeigen, wenn sie gekreuzt sind, im Turmalinapparat ebenfalls farbige Streifen, die von dem mittleren aus, welcher schwarz erscheint, nach beiden Seiten hin in der Ordnung der Newton'schen Scala auf einander folgen.

Savart hat zwei solche gekreuzte Quarzplatten mit einer Turmalinplatte vereinigt und nennt diesen Apparat ein Polariskop; denn wenn man durch die Turmalinplatte und die beiden Quarzplatten nach irgend einer Stelle hinsieht, von welcher polarisirtes Licht kommt, so werden alsbald die Farbenstreifen sichtbar werden, und zwar um so brillanter, je vollständiger die einfallenden Strahlen polarisirt sind; sieht man durch diesen Apparat nach dem heiteren Himmel, nach einem Schieferdache, nach der Wand eines Hauses, so wird man die Streifen bald mehr, bald

weniger deutlich erscheinen sehen, kurz, man kann mit diesem Apparate die geringsten Spuren von Polarisation der einfallenden Strahlen erkennen.

Farbenerscheinungen in senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatten. 166 Nach dem früher Vorgetragenen sollte eine Platte, welche senkrecht zur Axe eines einaxigen Krystalls geschnitten wird, sich gegenüber solchen Strahlen, welche parallel zu dieser Axe hindurchgehen, verhalten wie eine unkrystallisirte Substanz, also z. B. wie eine Glasplatte.

Arago entdeckte im Jahre 1811, dass der Bergkrystall oder Quarz davon eine Ausnahme mache.

Legt man auf das Tischlein des Polarisationsapparates eine Quarzplatte, welche senkrecht zur Axe geschnitten ist, so erscheint sie durch den Zerleger betrachtet, lebhaft gefärbt, und zwar ändert sich die Farbe, wenn der Zerleger (am besten ein Nicol'sches Prisma) um seine Axe gedreht wird. In keiner Stellung des Zerlegungsnicols erscheint die Krystallplatte ganz farblos hell oder farblos dunkel.

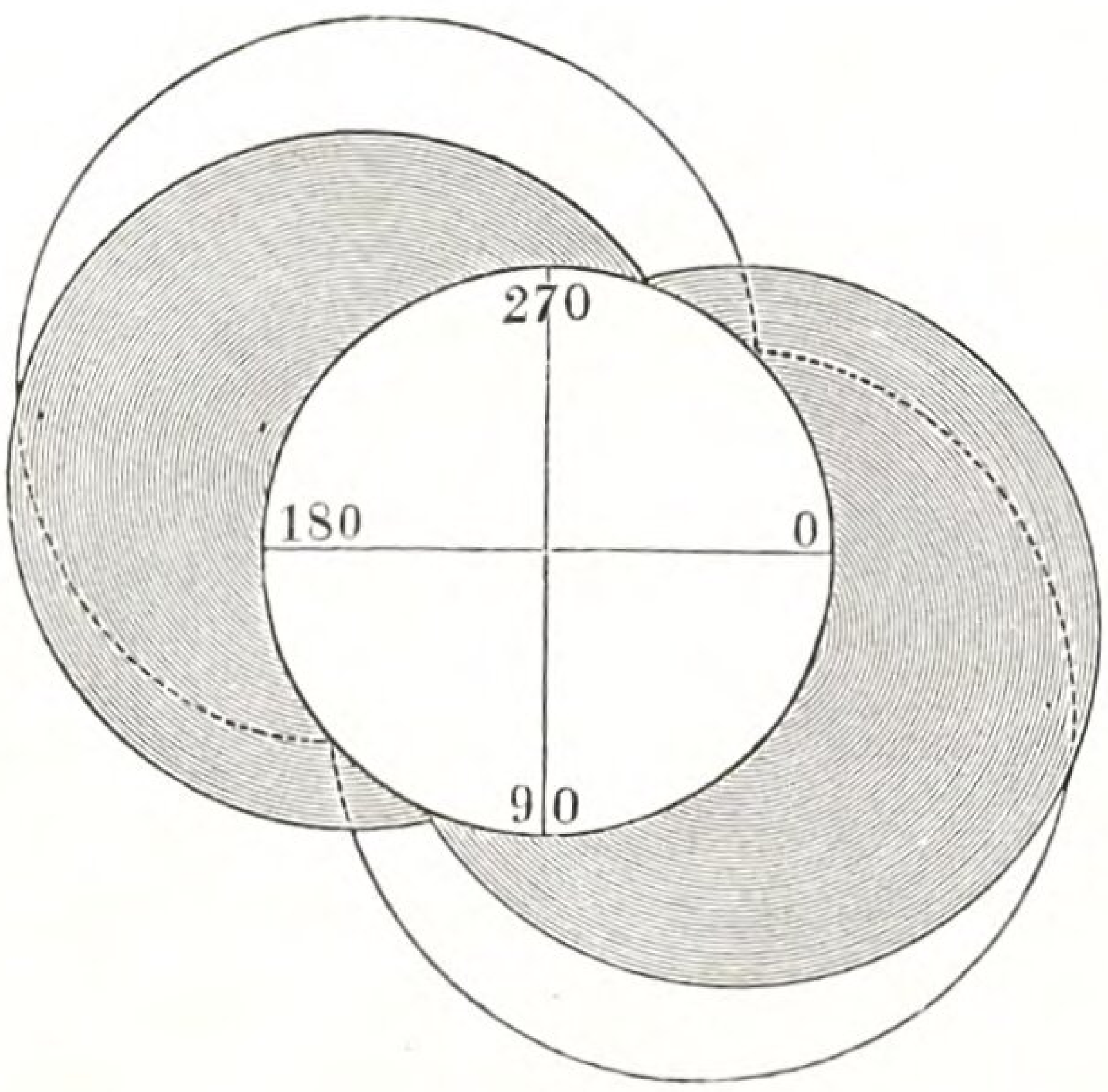
Die Farbenveränderungen, welche man beobachtet, wenn der Analyseur gedreht wird, folgen in einer bestimmten Ordnung auf einander, ähnlich in derjenigen der prismatischen Farben. Es giebt Bergkrystallplatten, bei welchen man den Zerlegungsspiegel nach der rechten Seite hin, also in der Richtung wie den Zeiger einer Uhr drehen muss, damit Roth in Gelb, Gelb in Grün, Grün in Blau und Blau in Violett übergehe; bei anderen Bergkrystallen aber muss man den Zerlegungsspiegel in der entgegengesetzten Richtung drehen, damit die Farben in derselben Ordnung auf einander folgen. Man unterscheidet deshalb rechts und links drehende Bergkrystallplatten.

Um den Zusammenhang dieser brillanten Farbenerscheinungen zu übersehen, müssen wir statt des weissen Lichtes einfarbiges anwenden. Am einfachsten erreicht man diesen Zweck, wenn man durch ein gefärbtes Glas von möglichst homogener Farbe nach dem Zerlegungsspiegel sieht. Die Erscheinung, welche man alsdann beobachtet, ist wieder ganz so einfach, wie vor dem Einlegen der Krystallplatte. Nehmen wir an, man schaue durch eine rothe Glasplatte, so wird man wieder für zwei um 180° von einander entfernte Azimuthe des Zerlegers das Gesichtsfeld ganz dunkel sehen, für zwei andere um 90° von diesen entfernte Azimuthe aber ein Maximum von rothem Lichte. Die Azimuthe dieser Maxima und Minima sind aber nicht mehr 0°, 90°, 180° und 270°, wie vor dem Einschieben der Quarzplatte, sondern andere, deren Lage von der Dicke der angewandten Platte abhängt.

Wenn die eingelegte Platte rechts drehend und 1 mm dick ist, so findet man das Maximum des rothen Lichtes bei 17° und 197°; das Gesichtsfeld erscheint aber dunkel bei 107° und 287°. Fig. 532 (a. f. S.) stellt die Veränderungen der Lichtintensität graphisch dar, welche man

beobachtet, wenn der Zerleger ringsherum gedreht wird. Diese Figur unterscheidet sich von Fig. 409, Seite 487 nur dadurch, dass die ganze Intensitätscurve um 17⁰ nach der rechten Seite hin gedreht ist. Durch die eingelegte Krystallplatte ist also die Schwingungsebene der von unten kommenden Strahlen um 17⁰ nach der Rechten gedreht worden.

Fig. 532.



Für alle anderen Farben des Spectrums ist die Drehung der Polarisationsebene nach der rechten Seite hin durch dieselbe 1 mm dicke Quarzplatte noch grösser.

Nach Biot's Messungen ergeben sich die Drehungsbogen für die mittleren Strahlen jeder Farbe wie folgt:

Roth . . .	19^0	Blau . . .	32^0
Orange . .	21^0	Indigo. . .	36^0
Gelb . . .	24^0	Violett . .	41^0
Grün . . .	28^0		

Genauere Messungen Broch's, auf welche wir unten zu sprechen kommen werden, ergaben für die den Fraunhofer'schen Linien entsprechenden Lichtsorten folgende Werthe:

B	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*
$15{\cdot}30^0$	$17{\cdot}24^0$	$27{\cdot}67^0$	$27{\cdot}46^0$	$32{\cdot}50^0$	$42{\cdot}20^0$.

Die hier angegebenen Zahlen beziehen sich nur auf eine Quarzplatte von der angegebenen Dicke. Die Drehung aber wächst in demselben Verhältnisse wie die Dicke der Platte. In einer 2 mm dicken Quarzplatte beträgt also die Drehung für die Linie *B* $30{\cdot}60^0$, für die Linie *G* $84{\cdot}40^0$.

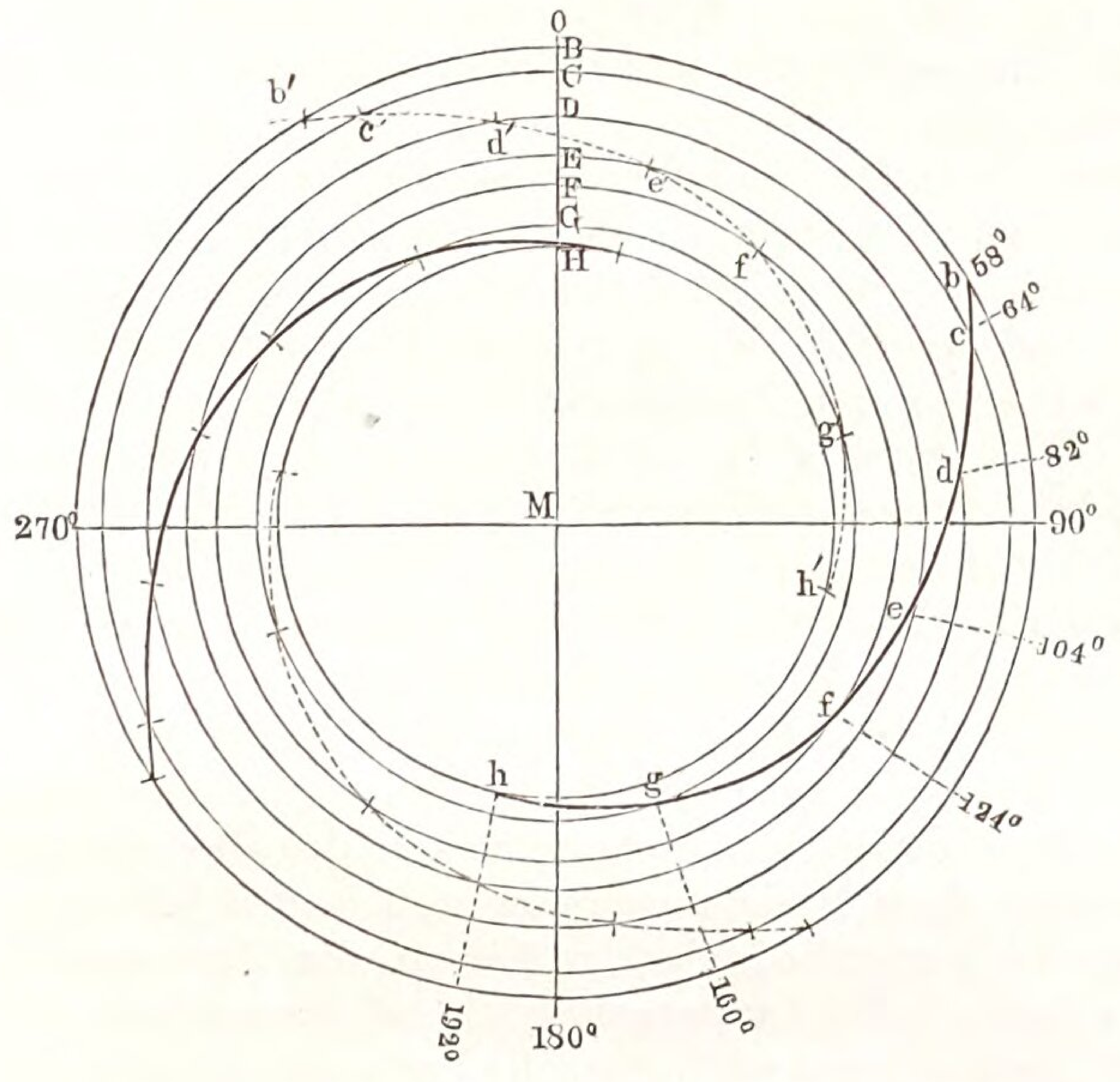
Wenn man nun aber das Bild der Quarzplatte im Analyseur ohne Anwendung eines farbigen Glases betrachtet, so begreift man nach dem Vorhergehenden sehr wohl, dass es in allen Lagen desselben gefärbt erscheinen muss, und zwar sind die nun beobachteten Farben nicht reine prismatische, sondern Mischfarben, deren Ton davon abhängt, welche der prismatischen Farben für irgend eine Stellung des Analyseurs mit grösserer und geringerer Intensität erscheinen. Ganz dunkel kann das Gesichtsfeld nicht mehr werden, denn wenn auch eine Farbe im Minimum ihrer Intensität ist, so sind es doch die anderen nicht. Ebenso wenig erscheint die Platte an irgend einer Stelle ganz farblos und hell.

Da wir es hier offenbar mit einem analogen Uebereinanderfallen verschiedener Theile des Spectrums zu thun haben, wie bei den Farben dünner Blättchen, so wollen wir auch durch eine analoge Construction die Erscheinungen abzuleiten suchen und zwar beispielsweise für eine Platte von 3·75 mm Dicke, da eine solche manchmal Verwendung findet. Durch Multipliciren der Drehungswinkel für 1 mm Dicke mit 3·75 erhalten wir die Drehungen

für:	B	C	D	E	F	G	H
$3{\cdot}75\ \varphi =$	58·12°	64·46°	81·71°	104·06°	123·94°	159·67°	191·81°.

(Diesen Zahlen sind die von Stefan berechneten, weiter unten mitgetheilten Drehungswinkel zu Grunde gelegt.)

Fig. 533.



Wir ziehen (Fig. 533 um den Mittelpunkt M eine Anzahl concentrischer Kreise, deren Radien sich wie die Wellenlängen der Fraunhofer'schen Linien B, C bis H verhalten. Wir denken uns nun die zugehörigen Farben aufgetragen und erhalten dadurch eine Zeichnung, wie sie entstände, wenn ein von B nach H ausgedehntes Gitterspectrum um den Punkt M rotirte.

Von 0 aus denken wir uns eine Kreistheilung aufgetragen. Die Richtung des Durchmessers von 0° nach 180° sei z. B. die Schwingungsrichtung des von rückwärts auf die Quarzplatte auffallenden polarisirten Lichtes. Tragen wir nun die Werthe von 3·75 φ von 0° aus nach rechts (von rückwärts gesehen nach links) auf den zugehörigen Kreisen

auf, so erhalten wir durch die Verbindung der so gefundenen Punkte die Spirale *b c d . . . h* und, indem wir vom Punkte 180° an die Construction wiederholen, die congruente Spirale auf der gegenüberliegenden Seite. Diese beiden in der Fig. 533 ganz und dick ausgezogenen Spiralen schneiden die radialen Spectren der Reihe nach in allen Farben. Die jeweiligen Durchschnittspunkte geben nun offenbar die Farbensorten (in Wellenlängen oder Fraunhofer'schen Linien) an, welche für irgend eine Lage des Analyseurs, den wir uns vor der Platte denken müssen, am hellsten erscheinen. Wenn z. B. die Schwingungsebene des Polariseurs von 0° nach 180°, die des Analyseurs damit parallel ist, so zeigt die zwischen *G* und *H* hindurchgehende Spirale, dass das violette Licht am meisten begünstigt ist. Liegt hingegen die Schwingungsebene des Analyseurs von 90° nach 270°, so zeigt die zwischen den Kreisen *D* und *E* hindurchgehende Spirale, dass die dortigen, also die gelben Strahlen es sind, welche mit unverkürzter Intensität durch den Analyseur hindurchgehen.

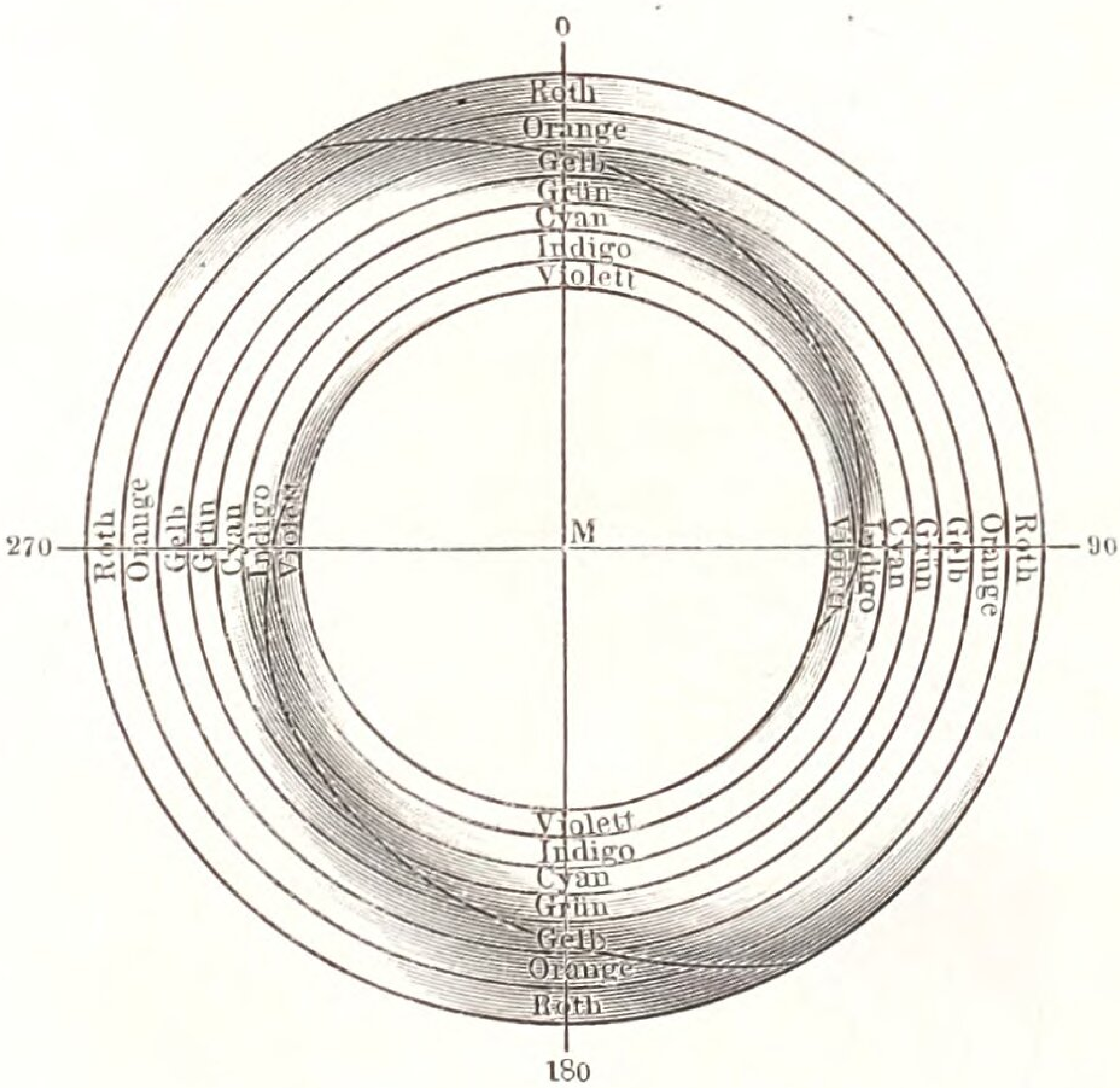
Um jene Farbsorten aufzufinden, welche am wenigsten hindurchgelassen werden, zeichnen wir noch zwei congruente, um 90° gegen die anderen verschobene Spiralen, deren eine in der Figur mit *b' c' d' . . . h'* bezeichnet und welche beide gestrichelt ausgezogen sind. Mit Hülfe derselben würden wir z. B. ableiten, dass bei der Parallelstellung des Analyseurs die zwischen *D* und *E* befindlichen gelben Lichtsorten im Minimum, bei der senkrechten Stellung die zwischen *G* und *H* befindlichen violetten Strahlen im Minimum der Intensität stehen.

Die gestrichelt gezogenen Spiralen (wir wollen sie Minimumspiralen nennen) spielen daher in dieser Zeichnung ganz dieselbe Rolle, wie die dunklen Streifen der Fig. 402 bei der Untersuchung der Farben dünner Blättchen. Um auch hier für die Zwischengrade der Intensitäten und die schliessliche Farbenmischung nähere Anhaltspunkte zu gewinnen, wollen wir diese Minimumspiralen nach beiden Seiten abschattiren und statt der Fraunhofer'schen Linien die Farbengränzen (nach Listing's Scala S. 338) auftragen. Wir erhalten sodann die Fig. 534, welche nun geeignet sein wird, über die Farbenmischungen beim Drehen des Analyseurs Aufschluss zu geben. Der Polariseur stehe, wie immer, mit seiner Schwingungsrichtung von 0 nach 180. Steht der Analyseur ebenso, so werden die gelben Strahlen ganz, die orangefarbigen und grünen fast ganz ausgelöscht. Violett, Indigo, etwas Cyan und Spuren von Roth geben aber zusammen einen purpurnen Farbenton. Dies wird also die Farbe einer 3·75 mm dicken Quarzplatte zwischen parallelen Nicols sein.

Drehen wir den Analyseur (von vorn gesehen) nach rechts um einige Grade, so wandert die verdunkelte Stelle gegen das Violett, die grünen, dann die blauen Farben verschwinden, dagegen kommt Roth, dann Orange mehr zur Geltung; nach einer Drehung um 90° ist Violett und das angränzende Blau im Minimum, der Rest der Farben giebt eine

gelbliche Nuance. Beim Drehen aus der parallelen in die senkrechte Stellung muss demnach die Purpurfarbe durch rothgelbe Farben-

Fig. 534.



töne zu einer gelblichen Färbung übergehen. Beim weiteren Drehen verschwindet allmälig das Roth, dann das Orange und Gelb aus der Mischung, bis endlich fast nur Violett und Indigo zurückbleiben. Nach der Drehung um 180° haben wir dann denselben Farbenton wie am Anfang. Der Uebergang muss demnach aus Gelb durch grünliche und bläuliche Farbentöne zum ursprünglichen Purpur führen.

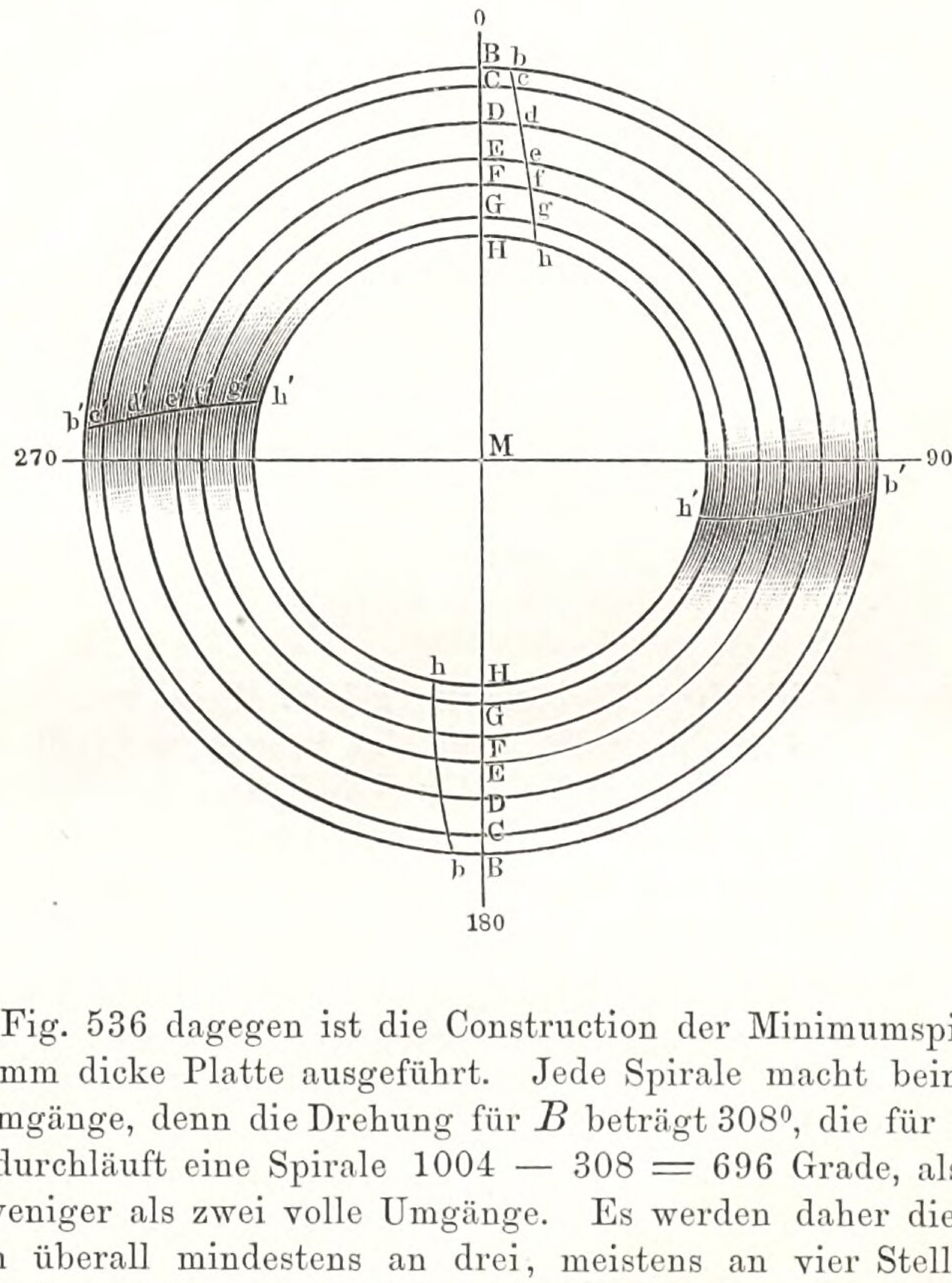
Bei der Drehung im entgegengesetzten Sinne folgen die Farbennuancen in der entgegengesetzten Ordnung. Wendet man statt des linksdrehenden Quarzes einen rechtsdrehenden an, so verkehrt sich ebenfalls die Farbenfolge. Bei der Parallelstellung erscheinen demnach links und rechts drehender Quarz gleich gefärbt, bei der senkrechten Stellung ebenfalls, bei allen anderen Stellungen müssen sie verschieden gefärbt erscheinen.

Wie bei den Farben dünner Blättchen und aus analogen Gründen erscheinen ganz dünne Quarzplatten und ganz dicke ohne Färbung. Doch geben erstere zwei Maxima und Minima der Helligkeit, während letztere in allen Azimuthen des Analyseurs gleich erscheinen.

Dies lässt sich leicht erklären, wenn man die Construction der Minimumspiralen für solche Platten ausführt. Fig. 535 (a. f. S.) zeigt diese Con-

struction für eine Platte von $\frac{1}{4}$ mm Dicke. Die Spiralen erscheinen daselbst zu wenig ausgedehnten Streifen zusammengezogen, bh, bh sind die Spiralen für die Lichtmaxima, $b'h'$, $b'h'$ für die Minima. Man ersieht aus dieser Figur sofort, dass beim Drehen des Analyseurs alle Farben fast zugleich ins Maximum und ins Minimum kommen müssen. Es wird bei der Parallelstellung ein helles Feld, in welchem nur sehr schwach das Roth und Gelb vorwiegt, bei der gekreuzten Stellung ein dunkles Feld mit schwach violetter Färbung erscheinen müssen. Bei noch geringerer Dicke wird gar keine vorwiegende Färbung mehr wahrzunehmen sein.

Fig. 535.

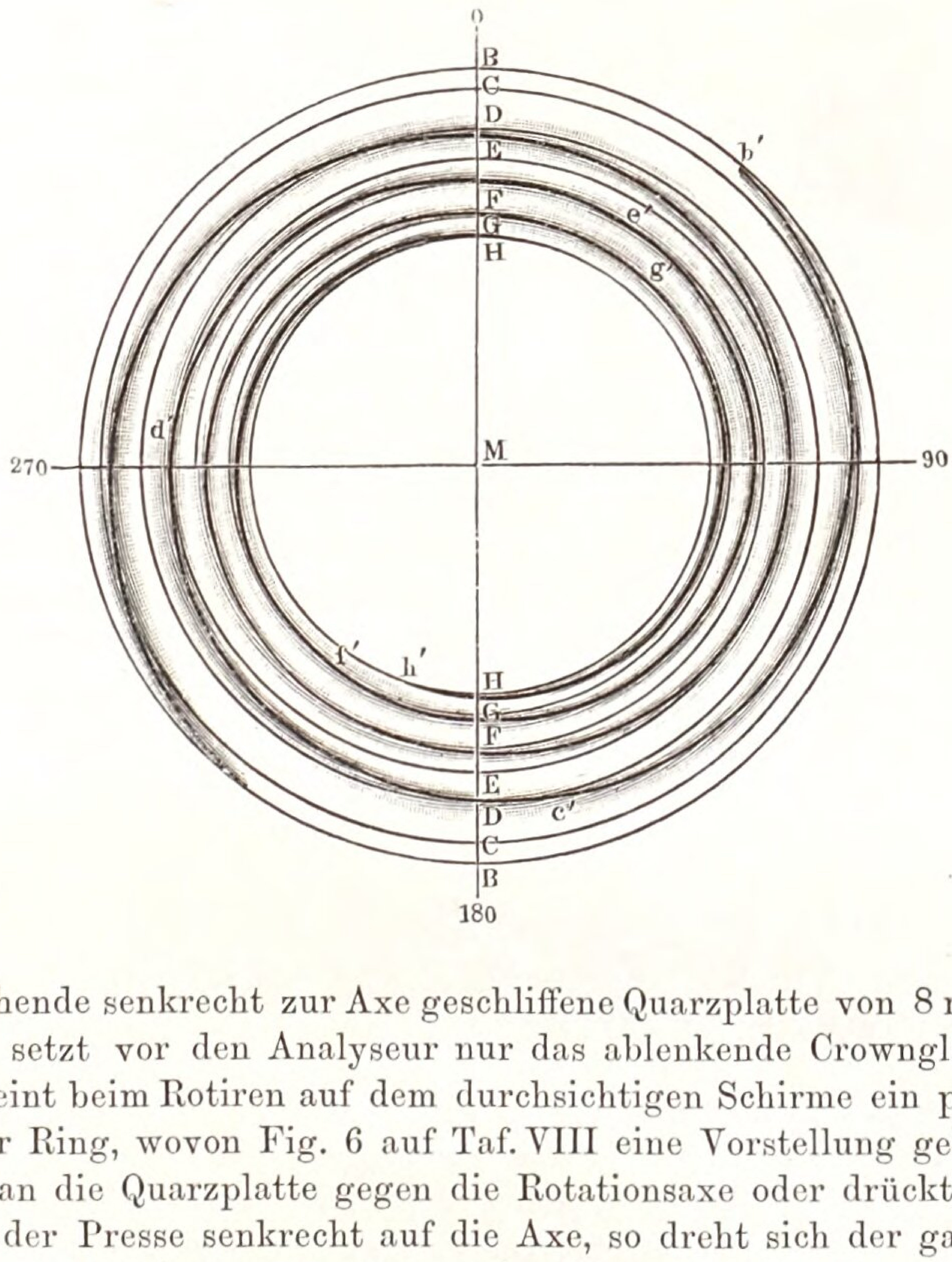


In Fig. 536 dagegen ist die Construction der Minimumspiralen für eine 20 mm dicke Platte ausgeführt. Jede Spirale macht beinahe zwei ganze Umgänge, denn die Drehung für B beträgt 308^0, die für H 1004^0. Mithin durchläuft eine Spirale $1004 - 308 = 696$ Grade, also um 24 Grade weniger als zwei volle Umgänge. Es werden daher die radialen Spectren überall mindestens an drei, meistens an vier Stellen durch dunkle Zwischenräume unterbrochen sein, so dass die schliessliche Nuance aus 4 oder 5 im Spectrum vertheilten Stellen zusammengemischt wird. Da mithin stets aus verschiedenen Regionen des Spectrums Repräsentanten an der Mischung theilnehmen, so muss stets ein dem Weiss nahe gleich kommendes Farbengemisch entstehen. Beim Drehen des Analyseurs ändert sich mithin wohl die innere Zusammensetzung des

Farbengemisches, nicht aber der subjective Eindruck auf unser Auge. Die Helligkeit des Bildes muss, im Gegensatz zu den dünnen Platten, nahezu oder ganz constant bleiben.

Die vorgeführten Constructionen lassen sich durch das Experiment selbst zur Ausführung bringen. Es gelingt dies mittelst des auf S. 573 beschriebenen Polarisationsapparates von E. Mach mit rotirendem Analyseur. Schaltet man daselbst zwischen die Nicol'schen Prismen eine

Fig. 536.



linksdrehende senkrecht zur Axe geschliffene Quarzplatte von 8 mm Dicke ein und setzt vor den Analyseur nur das ablenkende Crownglasprisma, so erscheint beim Rotiren auf dem durchsichtigen Schirme ein prachtvoll gefärbter Ring, wovon Fig. 6 auf Taf. VIII eine Vorstellung geben mag. Neigt man die Quarzplatte gegen die Rotationsaxe oder drückt man sie mittelst der Presse senkrecht auf die Axe, so dreht sich der ganze Farbenkreis und ändert auch etwas seine Nuancen. Setzt man nun die spaltförmige Blendung statt der quadratischen auf das Nicol Nr. 2 und zwar senkrecht gegen die Polarisationsebene und fügt vorne zum ablenkenden Prisma noch ein geradsichtiges Zerstreuungsprisma, so zwar, dass die Dispersion desselben senkrecht auf die Spalte gerichtet ist und das Violett nach Innen gelenkt wird, so sieht man bei der Rotation auf dem durchsichtigen Schirme ein Bild, wie Fig. 7 Taf. VIII. Dasselbe stellt einen Ring dar, der von Innen nach Aussen die Spectralfarben zeigt

und von zwei dunklen Spiralen durchzogen ist. Die Lage der Spiralen ist bei rechts- und bei linksdrehendem Quarz entgegengesetzt.

Fig. 537.

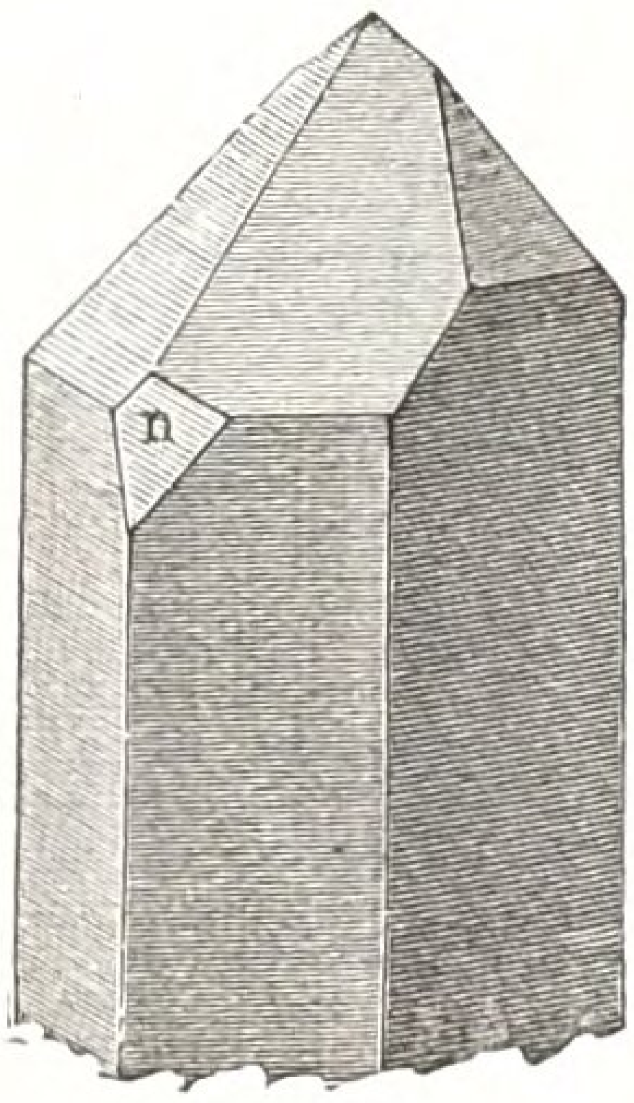
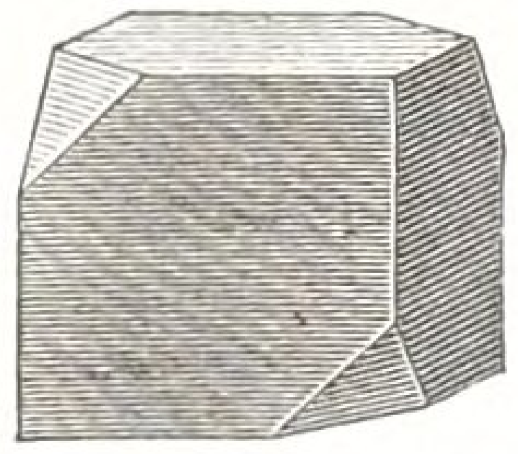


Fig. 538.



Ob ein Quarzkrystall rechts- oder linksdrehend ist, lässt sich meistens schon äusserlich erkennen. Betrachtet man nämlich die Bergkrystalle genauer, so findet man, dass an den Säulenflächen entweder oben links (und unten rechts, wenn der Krystall vollständig ausgebildet ist) oder oben rechts (und unten links) kleine Abstumpfungsflächen auftreten, wie die Fläche n in Fig. 537. Bei einem und demselben Krystallindividuum beobachtet man diese kleinen Flächen stets nur auf einer Seite, also am oberen Ende des Krystalls entweder nur auf der linken oder nur auf der rechten Seite.

Diejenigen Krystalle, welche die fragliche Fläche oben links haben, wie Fig. 537 sind auch optisch linksdrehend, während diejenigen Quarzkrystalle optisch rechtsdrehend sind, bei welchen jene Abstumpfungsfläche oben rechts auftritt.

Wie Marbach gefunden hat, zeigt auch das chlorsaure Natron, ein Salz, welches dem regulären Krystallsysteme angehört und dessen Krystalle, Fig. 538, durch eine Combination des Würfels mit dem Tetraëder gebildet sind, die Erscheinung der Circularpolarisation.

Während beim Quarz die Circularpolarisation an die Richtung der krystallographischen Hauptaxe gebunden ist, findet in den Krystallen des chlorsauren Natrons die Circularpolarisation nach allen Richtungen hin in gleicher Weise statt.

Die Krystalle des chlorsauren Natrons sind optisch rechtsdrehend. Eine 1 mm dicke Platte dieses Salzes dreht die Polarisationsebene der gelben Strahlen um 3·7 Grad.

167 **Gesetz der Dispersion durch Drehung der Polarisationsebene.** Wir haben früher eine Dispersion des Lichtes durch Brechung (prismatische Dispersion), dann eine solche durch Beugung (Gitterspectra) kennen gelernt; im vorigen Paragraphen ist nun eine dritte Art Dispersion, die durch Drehung der Polarisationsebene, beschrieben worden. Es interessirt uns nun vor Allem, zu erfahren, in welcher Beziehung diese letztere Dispersion zur Wellenlänge des Lichtes steht, ob diese Beziehung sich so einfach gestaltet wie bei der Dispersion durch Gitter, oder ob der Zusammenhang mehr Aehnlichkeit mit jenem bei der Dispersion durch Brechung hat.

Biot glaubte aus seinen Messungen den Schluss ziehen zu dürfen, dass der Drehungswinkel verkehrt proportional dem Quadrat der Wel-

lenlänge sei, dass also $\varphi \lambda^2$ eine constante Zahl sei, so lange sich Natur und Dicke der Platte nicht ändert.

Broch's neuere genauere Messungen (Dove's Repert. VII) haben gezeigt, dass das Biot'sche Gesetz nur annähernd gelte.

Der Apparat, dessen sich Broch bei diesen Untersuchungen bediente, war ganz nach dem Princip construirt, wie die in §. 154 besprochene Vorrichtung zur prismatischen Zerlegung der Farben dünner Gypsblättchen; das Spectrum wurde durch ein Fernrohr beobachtet und das Zerlegungsnicol war in der Mitte eines getheilten Kreises befestigt, welcher erlaubte, die Drehung dieses Nicols mit Genauigkeit zu messen.

Bringt man zwischen die gekreuzten Nicols eine senkrecht zur Axe geschliffene Quarzplatte, welche einige Millimeter dick ist, so erscheint ein zusammenhängendes Spectrum, in welchem bei gehöriger Aufstellung die Fraunhofer'schen Linien sichtbar sind; wird nun das Zerlegungsnicol nach der Seite gedreht, nach welcher die Polarisationsebene durch die Quarzplatte gedreht wird, so erscheint nach einer bestimmten Drehung ein dunkler Streif am rothen Ende des Spectrums, welcher bei fortgesetzter Drehung des Nicols gegen das violette Ende des Spectrums hin fortschreitet. Man hat nur die Drehung so weit fortzusetzen, dass die Mitte des dunklen Streifens der Reihe nach auf die Fraunhofer'schen Linien B, C, D etc. fällt, und die entsprechende Drehung des Nicols von seiner Anfangsstellung an zu messen, um zu erfahren, um wie viel Grad die Polarisationsebene für B, C, D etc. durch die Quarzplatte gedreht worden ist. Dividirt man die so gemessenen Drehungswinkel durch die Dicke der Quarzplatte, so erhält man die Drehungswerthe für eine Platte von 1 mm Dicke.

Die nach dieser Methode von Broch gemessenen Werthe der Drehungswinkel sind in der unten folgenden Tabelle (a. f. S.) aufgeführt. In der Columne daneben sind jene Werthe aufgeführt, welche sich aus einer Formel ergeben, welche Stefan (Sitzungsb. der Wien. Acad. L.) mittelst der Methode der kleinsten Quadratsummen aus Broch's Messungen abgeleitet hat. In der letzten Columne endlich sind Werthe angegeben, welche Stefan auf eine indirecte Weise abgeleitet hat.

Die Formel, welche Stefan aus Broch's Messungen berechnet hat, lautet:

$$\varphi = -1{\cdot}581 + \frac{8.0403}{\lambda^2 . 10^6} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Das erste Glied stellt hier die Abweichung von Biot's Gesetz dar; wäre nämlich das letztere richtig, so müsste dieses Glied $= 0$ sein.

Wir erinnern daran, dass Cauchy's angenähertes Gesetz für die Dispersion durch Brechung ebenfalls die Form

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

hat, wobei jedoch A stets positiv ist. Die Drehungsdispersion verläuft also in einer ähnlichen Abhängigkeit von der Wellenlänge, wie die Brechungsdispersion. Darauf hat Stefan ein indirectes Verfahren ge-

Fraunhofer's Linie	Wellenlänge in Millimetern	Drehungswinkel der Polarisationsebene durch eine 1 mm dicke Quarzplatte		
		Von Broch gemessen	Nach der aus Broch's Messungen von Stefan abgeleiteten Formel berechnet	Nach der von Stefan auf indirectem Wege abgeleiteten Formel berechnet
B	0·000687	15·30 Grade	15·41 Grade	15·50
C	0·000656	17·24 „	17·08 „	17·19
D	0·000589	21·67 „	21·61 „	21·79
E	0·000527	27·46 „	27·48 „	27·75
F	0·000486	32·50 „	32·70 „	33·05
G	0·000431	42·20 „	42·09 „	42·58
H_2	0·000394	—	50·21 „	51·15

gründet, um die Abhängigkeit der Drehungswinkel von der Wellenlänge zu bestimmen.

Sein Apparat war dem von Broch angewendeten im Wesentlichen gleich. Lampenlicht geht durch einen Polariseur, wird durch eine Linse parallel gemacht und gelangt dann genau parallel der Axe durch eine oder mehrere Quarzplatten, dann durch den drehbaren Analyseur, dann durch eine Spalte auf ein Crownglasprisma, welches so gestellt ist, dass die Ablenkung die kleinste ist. Ein auf Unendlich eingestelltes Fernrohr mit Fadenkreuz nimmt das abgelenkte Spectrum auf. Das Prisma steht auf dem Tischchen eines Goniometers, der Polarisationsapparat sammt Quarzplatten und Spalte wird vom Spaltrohr getragen. Da Stefan sehr dicke oder mehrere Platten mit bedeutender Gesammtdicke (bis zu 70 mm) anwandte, so erschien das Spectrum von sehr vielen dunklen Streifen durchzogen und es konnte constatirt werden, dass deren Abstände unter sich sehr nahe gleich waren, woraus folgt, dass gleichen Unterschieden in den Deviationen der Farben im Spectrum auch gleiche Unterschiede in den Drehungswinkeln entsprechen. Denn offenbar sind die Drehungswinkel jener Farben, wo benachbarte Streifen hintreffen, um 180° verschieden. Ist die angewandte Dicke $= d$, so ist diese Differenz der Drehungswinkel auf die Dicke 1 reducirt $= \frac{180}{d}$.

Da nun die Differenzen der Brechungsquotienten sehr nahe den Differenzen der Ablenkungen proportional sind, so muss demnach auch der Brechungsquotient einer Farbe im Crownglas eine lineare Function des Drehungswinkels dieser Farbe in Quarz sein. Es muss sich demgemäss eine Beziehung

$$n = P + Q\varphi$$

nachweisen lassen, wo n der Brechungsquotient, P und Q Constanten sind. Stefan ermittelte diese Constanten und indem er dann nach Cauchy's Dispersionsformel n durch die Wellenlänge λ ausdrückte, erhielt er als Beziehung zwischen φ und λ die Formel

$$\varphi = -1{\cdot}753 + \frac{8{\cdot}1624}{\lambda^2\, 10^6}.$$

Die aus dieser Formel berechneten Werthe sind in der letzten Columne obiger Tabelle enthalten und zeigen grosse Uebereinstimmung mit Broch's Zahlen.

Die Aequidistanz der dunklen Streifen in dem durch ein Prisma erzeugten Spectrum findet natürlich nur für Prismen solcher Substanzen statt, deren Zerstreuungsverhältnisse nicht sehr von denen der Glassorte abweichen, aus welcher das Stefan'sche Prisma verfertigt war. Für ein Wasserprisma würde der Abstand der Streifen nach dem violetten Ende hin abnehmen, für ein Prisma aus Schwefelkohlenstoff müsste er gegen das violette Ende hin zunehmen.

Wird das Spectrum nicht durch ein Prisma, sondern durch ein Beugungsgitter erzeugt, so muss demnach die Distanz der dunklen Streifen gegen das violette Ende des Spectrums hin bedeutend abnehmen, die dunklen Streifen müssen hier bedeutend dichter auf einander rücken als am rothen Ende des Spectrums, wie dies Stefan auch durch den Versuch bestätigt fand und wie dies auch aus der Fig. 539 (a. f. S.), ersichtlich ist, wo sich die Spiralen gegen Aussen von einander mehr entfernen.

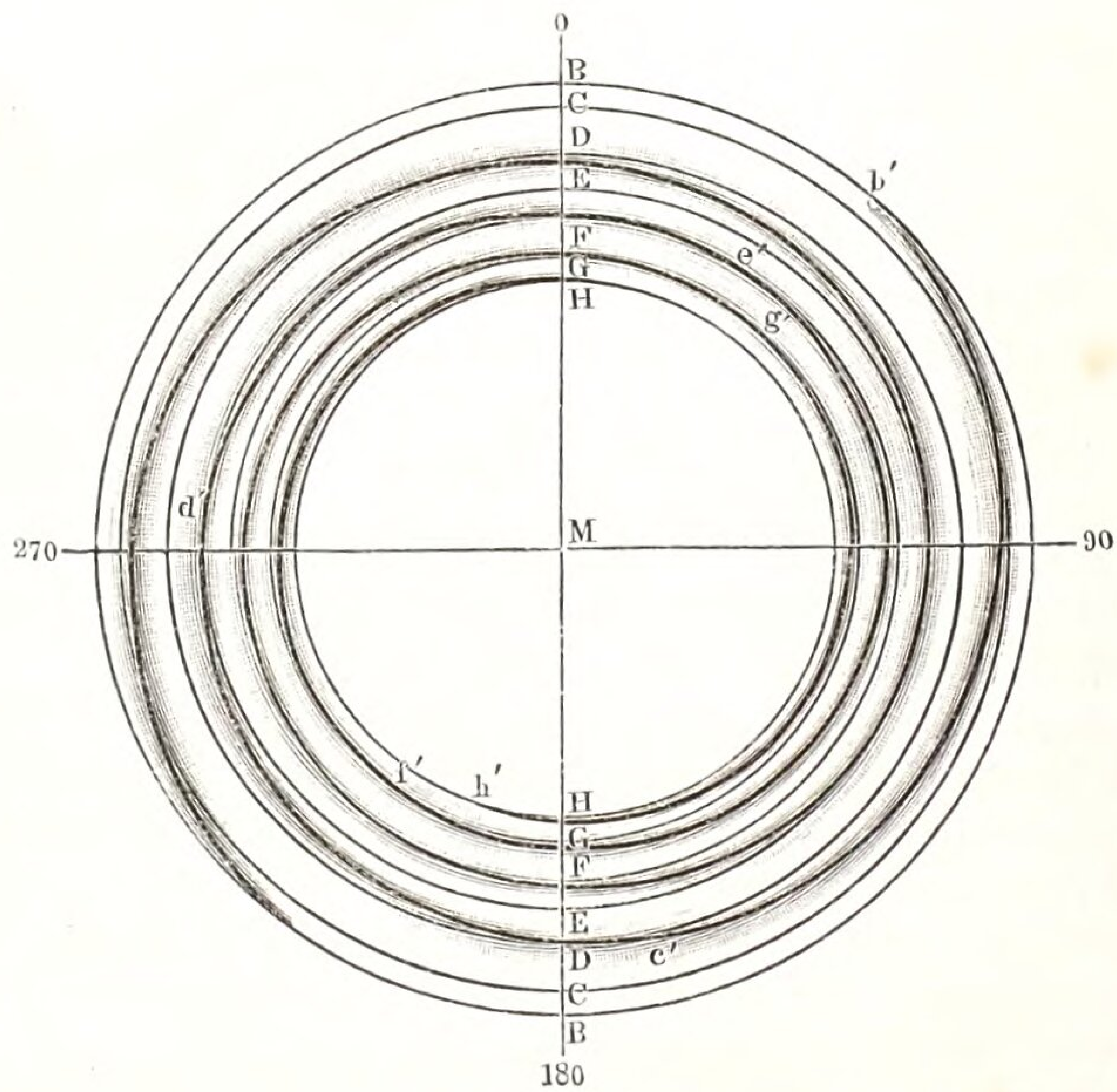
Handelt es sich nicht um genaue Messungen, sondern um einen Vorlesungsversuch, so kann in Ermangelung des Mach'schen Rotationsapparates das beschriebene Experiment auch recht schön auf folgende Weise gezeigt werden.

Das vom Heliostaten durch eine Spalte des Fensterladens geworfene Sonnenlicht geht durch einen aus Nicol'schen oder Kalkspathprismen bestehenden Polarisationsapparat, in welchen eine oder mehrere Quarzplatten eingeschaltet sind.

Nachdem es diesen Apparat passirt hat, trifft es eine Linse von ungefähr $1\frac{1}{2}$ m Brennweite, welche von der Spalte des Fensterladens ein scharfes Bild auf einem Schirme entwirft. Bringt man nun nahe hinter oder vor die Linse ein Prisma und richtet dasselbe auf das Minimum der Ablenkung, so erhält man das durch dunkle Streifen in sehr nahe gleichen Abständen durchschnittene Spectrum. Dreht man den Analy-

seur, so wandern die Streifen. Ersetzt man das Prisma durch ein Beugungsgitter, so erhält man Beugungsspectra, in welchen nun die dunklen

Fig. 539.



Streifen nicht mehr äquidistant sind, sondern gegen das violette Ende einander näher rücken.

Dieses Experiment, sowie jenes mit Mach's Apparat, gehört mit zu den schönsten der Optik.

Die Erklärung der Drehung der Polarisationsebene, welche den besprochenen Erscheinungen zu Grunde liegt, müssen wir vorläufig verschieben, da hierzu die theoretischen Auseinandersetzungen der unmittelbar folgenden Paragraphen nöthig sind.

168 **Geradlinig, elliptisch und kreisförmig polarisirtes Licht; Entstehungsweisen dieser Lichtarten.** Durch eine Reihe von Thatsachen wurden wir veranlasst, anzunehmen, dass im natürlichen Lichte die Schwingungen der Aethertheilchen nach allen zur Fortpflanzungsrichtung senkrechten Richtungen stattfinden, dass hingegen im polarisirten Lichte diese Schwingungen auf eine einzige Ebene beschränkt seien. Die im vorigen Paragraphen beschriebenen Erscheinungen der Drehung der Schwingungsebene im Quarz und eine ganze Reihe anderer Thatsachen, auf die wir später zu sprechen kommen werden, veranlasst uns, die Existenz weiterer Lichtarten anzunehmen, in welchen die Schwingungen der Aethertheilchen in ganz anderer

Weise stattfinden, als im natürlichen und im bisher betrachteten geradlinig polarisirten Lichte. Die Bahnen der Aethertheilchen sind nämlich Ellipsen oder Kreise und man nennt deshalb diese Lichtarten elliptisch oder kreisförmig (circular) polarisirtes Licht und bezeichnet deshalb das früher betrachtete polarisirte Licht als geradlinig polarisirtes. Die Bezeichnung „polarisirt" passt zwar insbesondere auf das circularpolarisirte Licht nicht mehr, ist aber allgemein gebräuchlich geworden.

Die Entstehung des elliptisch und des circular polarisirten Lichtes beruht auf der Combination zweier senkrecht auf einander geradlinig polarisirter Lichtstrahlen, welche mit einer Phasendifferenz zusammentreffen und beruht demnach auf ganz ähnlichen Principien wie die Entstehung elliptischer und kreisförmiger Schwingungen in der Akustik, welche wir Band I, Seite 500 bis 504 kennen gelernt haben. Wir verweisen demnach bezüglich der Constructionen der Schwingungscurven auf das dort Vorgetragene.

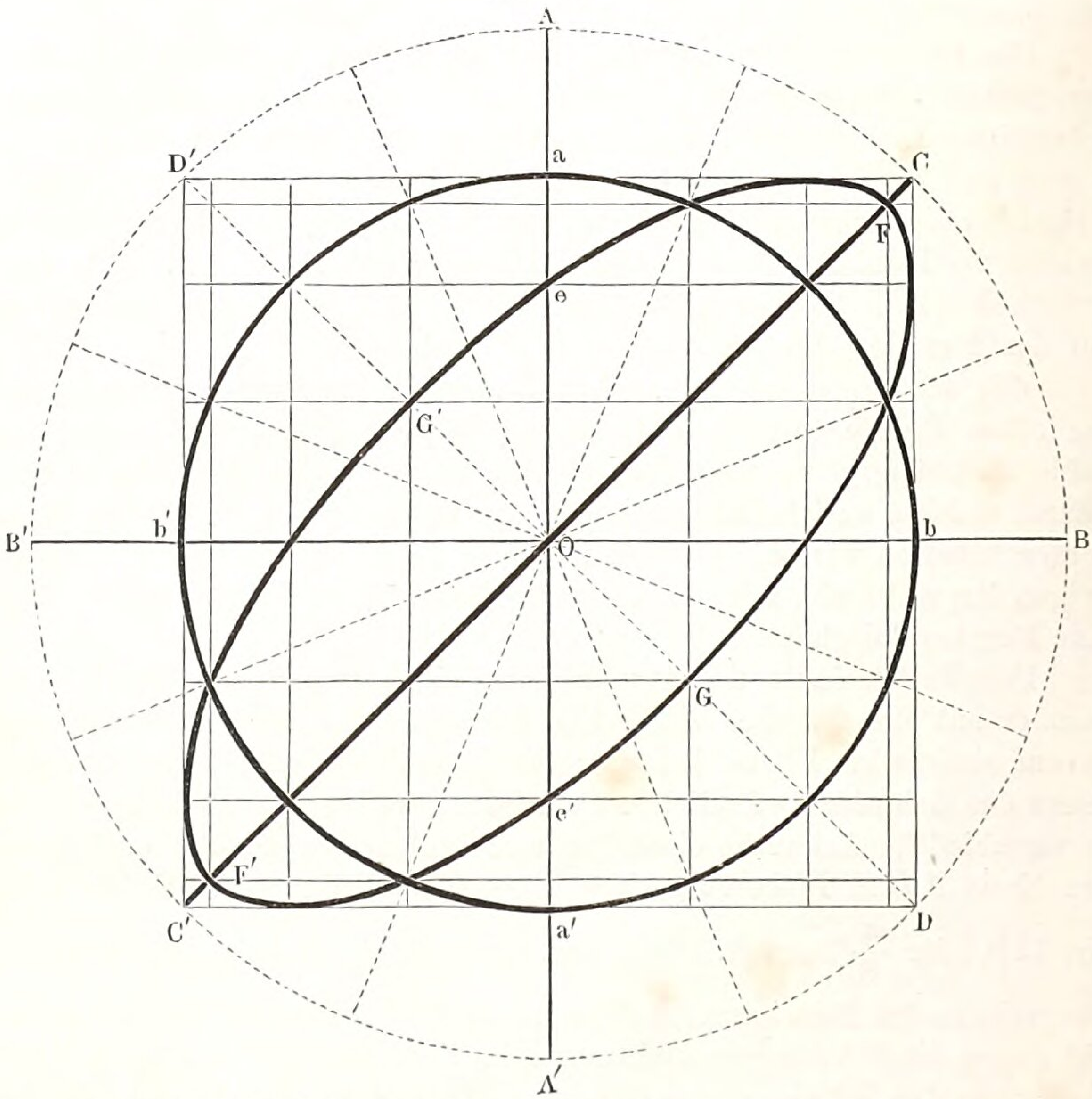
Wir benöthigen zu den nachstehend zu besprechenden Experimenten einen Polarisationsapparat, dessen Polariseur und Analyseur sich beide unabhängig um ihre Axe drehen und in jedes Azimuth stellen lassen, welches an Theilkreisen abgelesen werden kann. Zwischen diese beiden schalten wir eine parallel zur Axe geschnittene Platte eines einaxigen Krystalls ein, z. B. ein Glimmerblättchen, ein Gypsblättchen oder eine Bergkrystallplatte.

Den Hauptschnitt der Krystallplatte denken wir uns so orientirt, dass er mit der Geraden AA', Fig. 540 (a. f. S.), zusammenfällt, die darauf senkrechte Ebene hat also die Lage BB'. Die Schwingungsebene des dahinter befindlichen Polariseurs wollen wir nach und nach in verschiedene Azimuthe einstellen und denken uns zu diesem Zwecke den Kreis $ABA'B'$ in 16 gleiche Bogen eingetheilt, deren Grösse mithin $22\frac{1}{2}^0$ oder $\frac{\pi}{8}$ beträgt. Wir beginnen mit jener Lage der Schwingungsebene des Polariseurs, welche durch CC' bestimmt ist, also unter 45^0 gegen die Schwingungsrichtungen im Krystall. Zugleich stelle CC' die Grösse der Schwingungsweite, also OC die Amplitude des linear polarisirten Strahles vor, der vom Polariseur auf die Rückseite der Krystallplatte trifft. Beim Eintreten in die letztere wird derselbe in zwei Componenten zerlegt, welche der Grösse und Richtung nach durch die Geraden Oa und Ob dargestellt werden. Diese beiden Componenten haben ungleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeit und verlassen daher die Krystallplatte an der Vorderseite mit einem Gangunterschied.

Ist derselbe nicht gerade genau ein ganzes Vielfaches von der Wellenlänge λ, so tritt also eine Phasendifferenz auf. Sind beim Eintritt in den Krystall die Schwingungen gleichzeitig von O nach a und b erfolgt, so ist jetzt eine Schwingung, wir wollen annehmen die nach a, der anderen um einen Bruchtheil der Schwingungsdauer voraus. Die

durch die Combination der mit dieser Phasendifferenz interferirenden Strahlencomponenten entstehenden Schwingungsbahnen haben wir in Band I, Seite 501 bis 503 durch eine einfache Construction abzuleiten gelernt. Wir zeichnen uns nämlich zunächst das rechtwinklige Liniensystem $CDC'D'$, welches wir erhalten, indem wir mit dem Radius Oa einen Kreis beschreiben und durch die 16 Theilpunkte seines Umfanges

Fig. 540.



die zu AA' und BB' parallelen Linien ziehen und gehen dann nach den Regeln des Bewegungsparallelogramms vor.

Es sei die Phasendifferenz $= \frac{1}{4}$. Die verticale Schwingung ist dann von O bis a vorgerückt bis die von O bis b beginnt, das Aethertheilchen beschreibt dann von a den Kreis über b, a', b' zurück nach a und es ist somit ein circularpolarisirter Lichtstrahl entstanden.

Es sei die Phasendifferenz $= \frac{1}{8}$. Die verticale Schwingung ist in e angelangt in dem Moment, wo die Horizontale von O nach b beginnt. Das Aethertheilchen beschreibt die von e über F, G, e', F' und G' gehende Ellipse, es ist ein elliptisch polarisirter Lichtstrahl entstanden.

Es sei die Phasendifferenz $= \frac{3}{8}$. Es entsteht eine gegen die erste um 90° verdrehte (in der Figur nicht gezeichnete) Ellipse, welche ebenfalls im Sinne, wie der Uhrzeiger läuft, zurückgelegt wird.

Es sei die Phasendifferenz $= \frac{1}{2}$. Die Schwingungen beginnen gleichzeitig von O nach b und a', es entsteht eine geradlinige Bahn längs der Diagonale DD'. Es ist also wiederum linearpolarisirtes Licht hervorgegangen. Wäre die Phasendifferenz $= 0$ gewesen, so wäre das linearpolarisirte Licht mit der Bahn CC' wieder hergestellt worden.

Die folgenden Resultate lassen sich ebenso leicht ableiten, wir erhalten für eine

Phasendifferenz $= \frac{5}{8}$ eine Ellipse mit der grossen Axe längs DD', verkehrt durchlaufen.

" $= \frac{3}{4}$ einen Kreis, verkehrt durchlaufen.

" $= \frac{7}{8}$ eine Ellipse mit der grossen Axe längs CC', verkehrt durchlaufen.

Es entsteht also je nach der Phasendifferenz eine gerade Linie, ein Kreis oder eine Ellipse. Da letztere den Kreis und die gerade Linie als specielle Fälle umfasst, so können wir auch sagen, das Licht, welches auf die beschriebene Weise aus der Krystallplatte austritt, sei im Allgemeinen ein elliptisch polarisirtes, welches im speciellen Falle der Phasendifferenz 0 und $\frac{1}{2}$ als geradlinig polarisirtes, im Falle der Phasendifferenz $= \frac{1}{4}$ und $\frac{3}{4}$ als kreisförmig polarisirtes erscheint.

Die beschriebene Methode, elliptisch und circularpolarisirtes Licht zu erhalten, welche wir zur Unterscheidung von der nachher zu beschreibenden die erste Methode nennen wollen, lässt die Schwingungsebenen des Polariseurs und der Krystallplatte in der einmal angenommenen unter 45° geneigten Stellung unverrückt stehen und erzielt die verschiedenen Lichtarten nur durch Aenderung der Dicke der Krystallplatte, die beiden senkrechten Componenten bleiben also gleich gross, die Phasendifferenz aber wird verändert. Einen Apparat, der gestattet, diese Aenderung stetig vorzunehmen, werden wir weiter unten beschreiben.

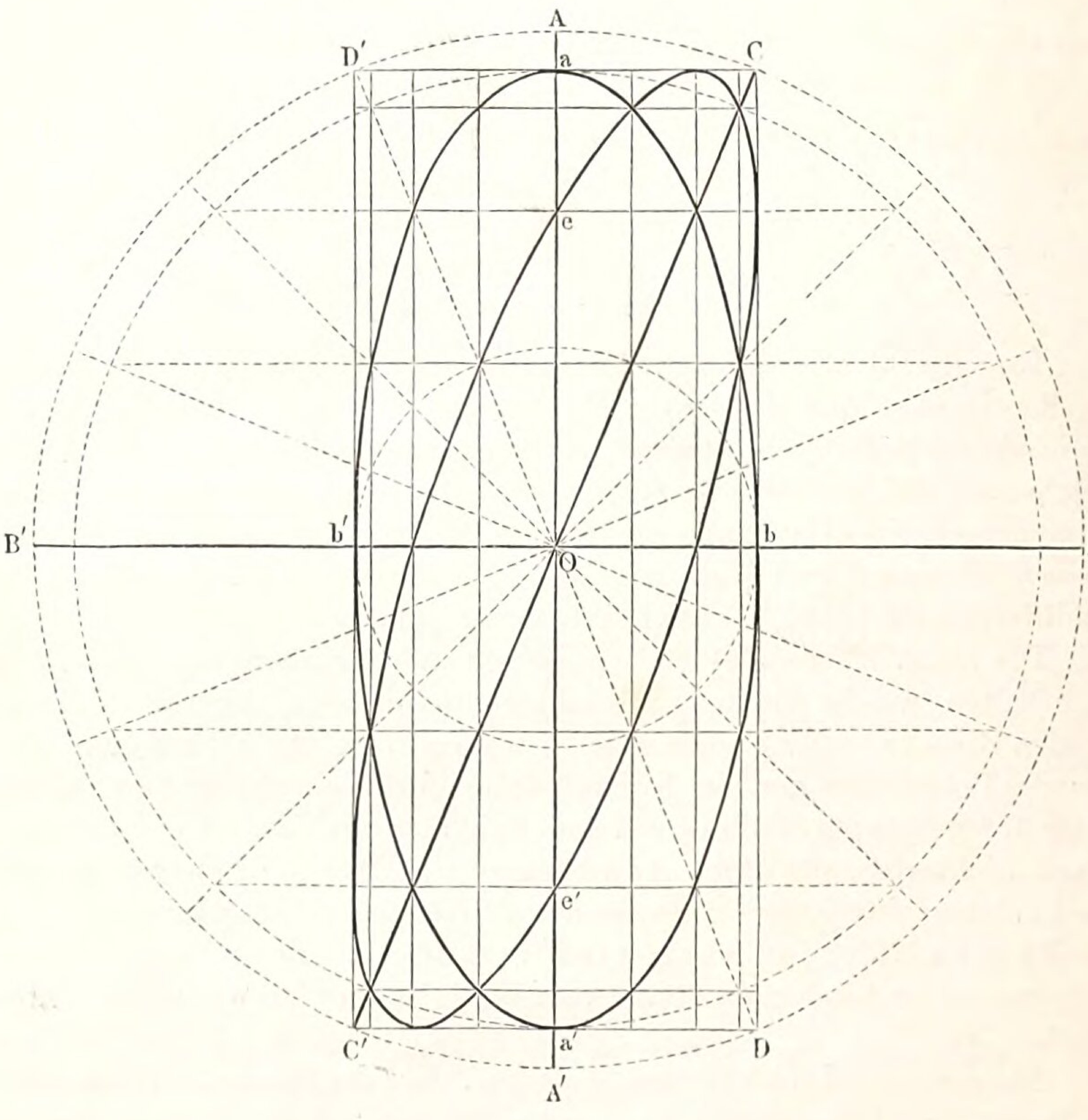
Die zweite Methode beruht darauf, dass die Phasendifferenz nicht verändert, sondern constant $= \frac{1}{4}$ erhalten wird, dass aber die relative Grösse der rechtwinkligen Componenten geändert wird. Letzteres erreicht man durch Drehung des Polariseurs. Dies lässt sich folgendermaassen erklären.

Es stellen wiederum AA' und BB', Fig. 541 (a. f. S.) die Lage der Schwingungsebenen der Krystallplatte vor, die Schwingungsebene des Polariseurs sei CC', bilde also beispielsweise statt einen Winkel von 45° nur einen solchen von $22\frac{1}{2}°$ mit AA'. Durch Zerlegung von OC nach OA und OB erhalten wir die Componenten Oa und Ob. Um das Bewegungsparallelogramm $CDC'D'$ zu construiren, müssen wir die beiden

Componenten diesmal nach verschiedenem Maassstabe eintheilen, die Componente Oa mittelst des Kreises mit dem Radius Oa, die Componente Ob mittelst des kleinen Kreises mit dem Radius Ob. Wir ziehen also die horizontalen Geraden durch die Theilpunkte des ersten, die verticalen Geraden durch die Theilpunkte des zweiten, kleineren Kreises.

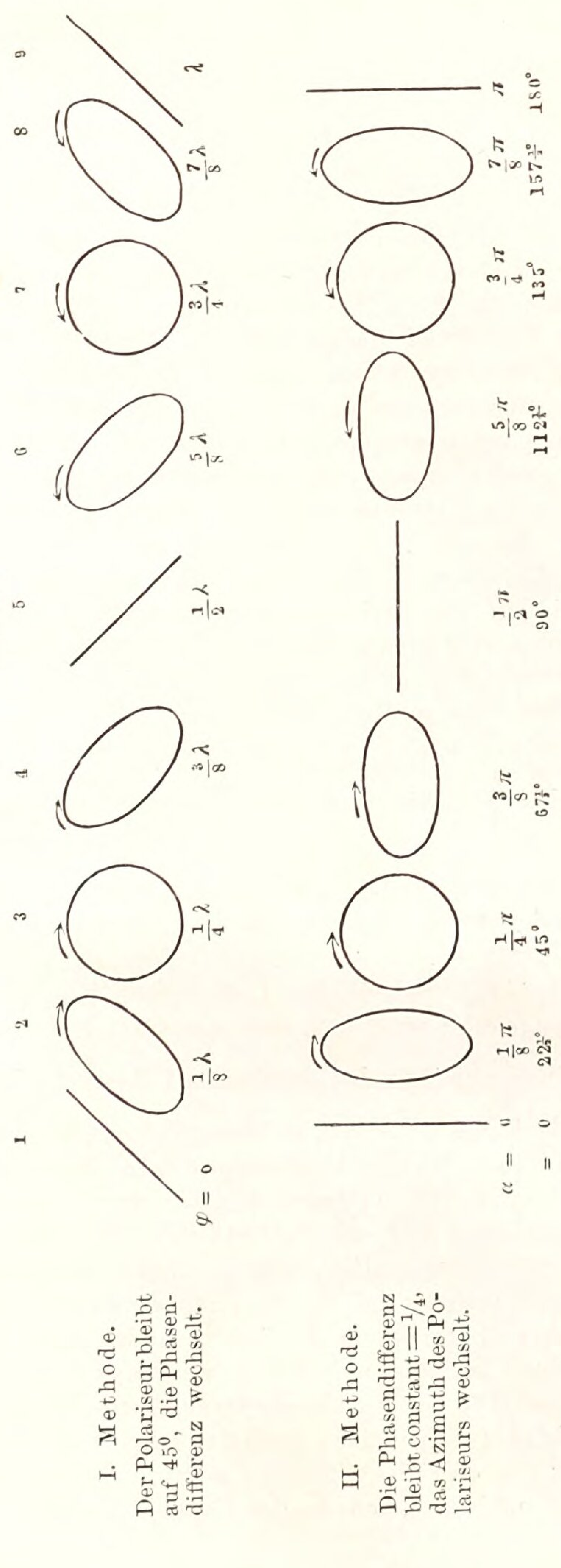
Mit Rücksicht auf die Phasendifferenz $= \frac{1}{4}$ erhalten wir sodann die Ellipse $a\,b\,a'\,b'$ als resultirende Schwingungscurve.

Fig. 541.



Lassen wir nun das Azimuth des Polariseurs wachsen, so verkleinert sich die verticale und vergrössert sich die horizontale Axe der Ellipse. Beim Azimuth $= 45^0$ tritt der in Fig. 540 bereits gezeichnete Fall des Kreises ein, zwischen 45^0 und 90^0 wird aus dem Kreise wieder eine Ellipse, deren horizontale Axe die grössere ist, und beim Azimuth $= 90^0$ geht dieselbe in eine horizontale Gerade BB' über. Von 90^0 bis 135^0 haben wir wieder dieselbe Reihe von Ellipsen wie zwischen 45^0 und 90^0, aber in umgekehrter Richtung durchlaufen, bei 135^0 den um-

Fig. 542.



gekehrt durchlaufenen Kreis, dann wieder Ellipsen, deren verticale Axe die grössere ist, bis endlich beim Azimuth 180^0 die verticale Gerade $A A'$ auftritt.

Die Construction der Fig. 541 gestattet uns, sofort auch jene Schwingungsbahnen abzuleiten, welche auftreten, wenn gleichzeitig Phasendifferenz und Grössenverhältniss der Componenten, also Dicke der Krystallplatte und Azimuth des Polariseurs, geändert wird. So z. B. giebt uns in Fig. 541 die schief stehende durch die Punkte c und c' gezogene Ellipse die Schwingungsbahn des austretenden Lichtstrahls für die Phasendifferenz $= \frac{1}{8}$ combinirt mit dem Azimuth $22\frac{1}{2}^0$; die Gerade $C\,C'$ für die Phasendifferenz 0, die Gerade $D\,D'$ für die Phasendifferenz $\frac{1}{2}$ beim nämlichen Azimuth $= 22\frac{1}{2}^0$.

Die Fig. 542 ist dazu bestimmt, die abgeleiteten Schwingungscurven im Zusammenhang und in ihrer Reihenfolge zu überblicken. Die erste Methode, bei welcher der Polariseur unverrückt auf dem Azimuth $\alpha = 45^0$ belassen wird, dagegen die Pha-

sendifferenz in Folge eines Gangunterschiedes, der von 0 bis λ vergrössert wird, wechselt, liefert die obere Reihe der Schwingungsformen mit den schief liegenden Ellipsen. Die zweite Methode mit constanter Phasendifferenz $= \frac{1}{4}$, wo das Azimuth des Polariseurs von 0 bis 180^0 oder 0 bis π verändert wird, liefert die untere Reihe der Schwingungsformen mit den gerade stehenden Ellipsen.

Zur Herstellung circularpolarisirten Lichtes benöthigt man demnach eine Krystallplatte mit einem Gangunterschied $= \frac{1}{4}, \frac{3}{4} \ldots$ Wellenlängen. Es eignet sich hierzu recht gut ein Glimmerblättchen von 0·032 mm Dicke, bei welchem für die hellsten Lichtsorten des Spectrums der Gangunterschied eine Viertelwellenlänge beträgt. Für die rothen Strahlen ist derselbe dann allerdings etwas geringer, für die violetten etwas grösser, so dass es demnach auf diese Weise nicht möglich ist, weisses Licht vollkommen circular zu polarisiren. Die Differenz in den Gangunterschieden ist jedoch bei dieser Dicke noch sehr gering, so dass man mit genügender Annäherung auch weisses Licht zu den Experimenten verwenden kann.

Man erkennt diese Blättchen, auch ohne deren Dicke zu messen, am bequemsten daran, dass sie auf den horizontalen Spiegel des Nörrenberg'schen Polarisationsapparates gelegt, was einer Verdoppelung ihrer Dicke gleichkommt, die complementären Farben Purpurroth und Grünlichgelb zeigen. Man nennt ein solches Glimmerblättchen ein circularpolarisirendes oder ein Viertelwellen-Glimmerblättchen, wofür man abkürzungsweise $\frac{\lambda}{4}$ Blättchen oder $\frac{\lambda}{4}$ Platte zu schreiben pflegt.

Zu bequemerer Handhabung werden dieselben in Fassungen von Kork oder Messingblech gebracht, an deren Rande die Lage der Schwingungsebenen bezeichnet ist.

Zur Herstellung elliptisch polarisirten Lichtes mit beliebigem Axenverhältniss der Ellipse genügt, wenn man nach der zweiten Methode verfahren will, ebenfalls eine $\frac{\lambda}{4}$ Platte nebst drehbarem Polariseur. Will man aber nach der ersten Methode verfahren, so bedient man sich am bequemsten einer unter dem Namen Babinet's Compensator bekannten Combination zweier einaxiger Krystall- (Quarz) Platten von folgender Construction. Beide Quarzplatten sind, wie Fig. 543 darstellt, schwach prismatisch in gleicher Dicke so geschnitten, dass sie, mit verkehrt gerichteten Kanten an einander gelegt, sich zu einer planparallelen Doppelplatte ergänzen, deren Gesammtdicke durch Längsverschiebung innerhalb genügend weiter Gränzen beliebig abgeändert werden kann. Die optische Axe beider Platten fällt in die Verschiebungsebene, sie liegt jedoch in der einen (punktirt gezeichneten) Platte parallel zur Kante, in der anderen (horizontal schraffirten) senkrecht darauf. Die Hauptschnitte kreuzen sich also und ist demnach der Gangunterschied der

Doppelplatte an irgend einer Stelle derselben gleich der Differenz der Gangunterschiede an den betreffenden Stellen der einzelnen Platten. Längs einer zu den beiden Kanten parallelen Linie, dort, wo die beiden Platten mit gleicher Dicke auf einander liegen (bei *o*), ist demnach der Gangunterschied gleich Null, nach beiden Seiten gegen die Kanten hin wächst er in entgegengesetztem Sinne. Lässt man demnach nur eine schmale Stelle des Compensators frei, so kann man daselbst jeden beliebigen Gangunterschied hervorbringen. Fig. 544 giebt eine perspectivische Darstellung der mechanischen Vorrichtung, durch welche diese Verschiebung bewirkt wird.

Fig. 543.

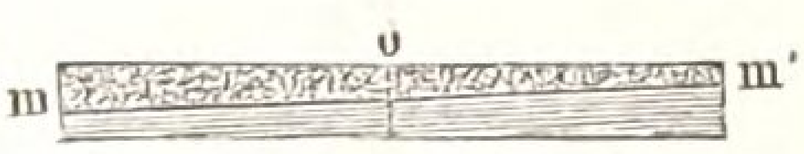
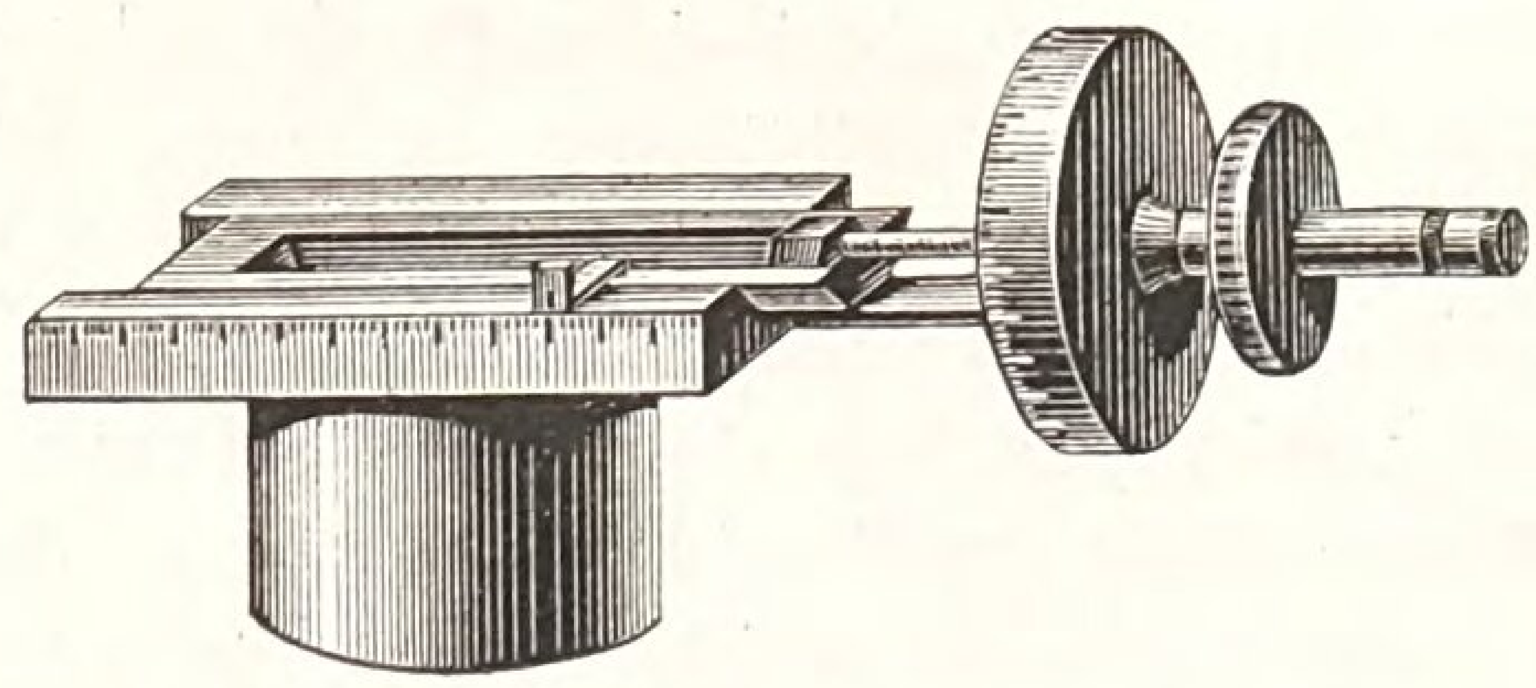
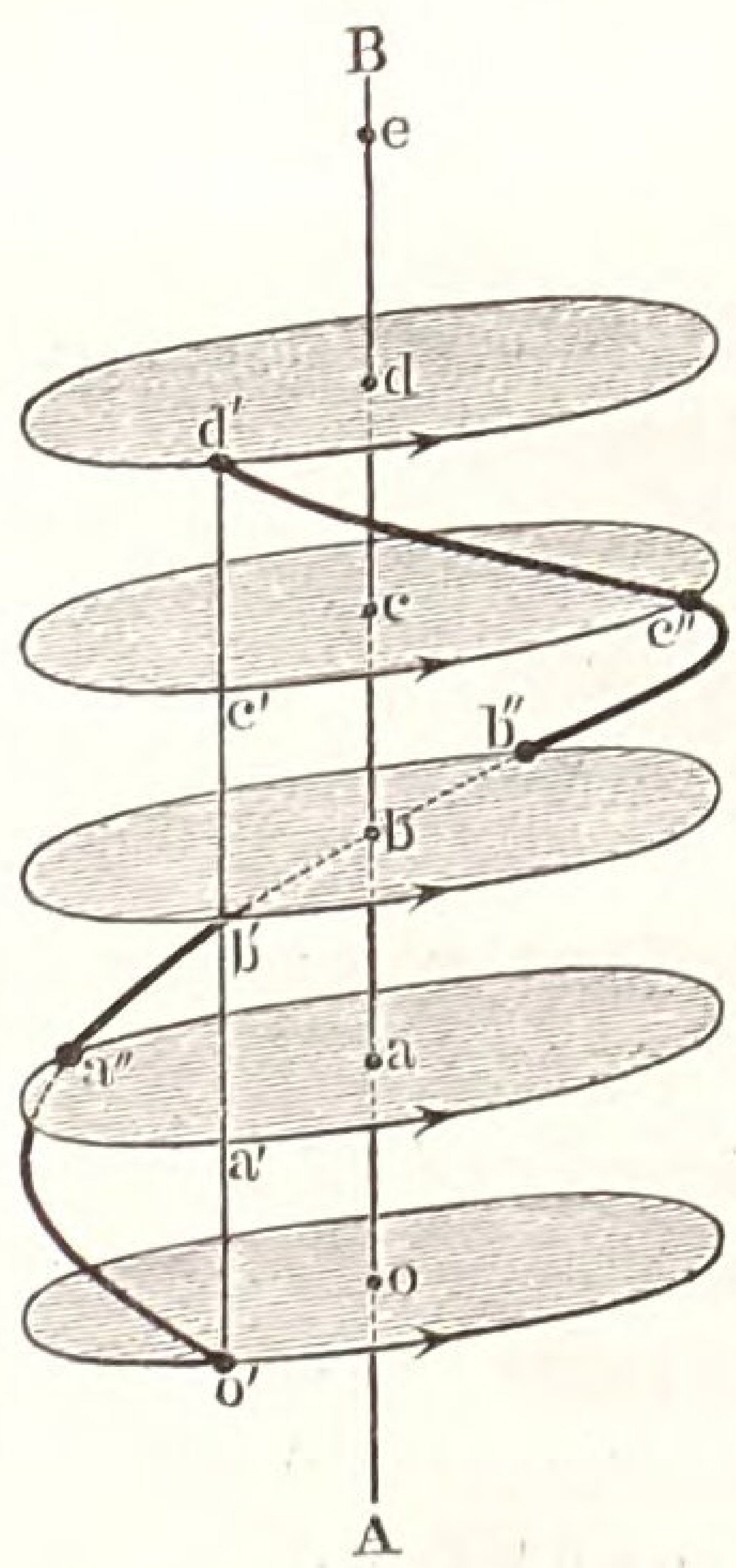


Fig. 544.



Stellt man den Polariseur auf 45° und lässt das von ihm kommende linear polarisirte Licht durch den Compensator gehen, so sind alle Bedingungen erfüllt, um die verschiedenen Arten elliptisch polarisirten Lichtes zu erhalten. Diese Methode hat jedoch den Uebelstand des beschränkten Gesichtsfeldes, welcher bei der andern mittelst der $\frac{\lambda}{4}$ Platte nicht vorhanden ist.

Fig. 545.



Die Wellenbewegung eines elliptisch beziehungsweise circular polarisirten Strahles hat man sich folgendermaassen vorzustellen. Jedes der im Strahl auf einander folgenden Aethertheilchen legt eine gleiche elliptische Bahn zurück, jedes folgende Theilchen beginnt aber seine Ellipse etwas später und kommt deshalb später in denselben Punkten seiner Bahn an.

Nehmen wir z. B. an, dass jeder der Punkte *o, a, b, c, d* etc. Fig. 545, welche in der Richtung eines von *A* nach *B* sich fortpflanzenden elliptisch polarisirten Strahles liegen, um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge von dem folgenden entfernt sei, dass ferner das um *o* rotirende Aethertheilchen in einem bestimmten Moment im Punkte o' ankomme, so werden die um *a, b, c* rotirenden Theilchen nicht gleichzeitig in den entsprechenden Punkten a', b', c' ihrer Bahn ankommen, sondern erst nach $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$ der

ganzen Umlaufszeit. Bezeichnen wir mit a'', b'', c'' die Punkte, in welchen die um a, b und c rotirenden Aethertheilchen in demselben Moment eintreffen, in welchem das um o rotirende in o' ankommt, so sind die Bogen $a'\,a''$ $b'\,b''$ und $c'\,c''$ (von a', b', c' an der Rotationsrichtung entgegen gemessen) gleich $\frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{3}{4}$ des ganzen Umfanges.

Die um o und d rotirenden Aethertheilchen werden gleichzeitig in entsprechenden Punkten ihrer Bahn eintreffen, wenn der Abstand od eine ganze Wellenlänge beträgt.

Im Falle circular polarisirten Lichtes treten an Stelle der Ellipsen Kreise. Die Curve, welche die Punkte o', a'', b'', c'' und d' verbindet, die Curve also, auf welcher die um ihre Gleichgewichtslage rotirenden, einen circular-polarisirten Strahl in der Richtung von A nach B fortpflanzenden Aethertheilchen in einem bestimmten Moment liegen, ist eine um die Axe AB herumlaufende Schraubenlinie, für welche die Höhe eines Schraubenganges einer Wellenlänge gleich ist.

Denkt man sich eine solche Schraubenlinie mit gleichförmiger Geschwindigkeit um ihre Axe gedreht, so dass jede Umdrehung in derselben Zeit vollendet wird, welche der Schwingungsdauer eines gewöhnlichen Strahles von derselben Farbe gleich ist, so hat man eine richtige Vorstellung von der Bewegung und der gegenseitigen Lage der Aethertheilchen, welche einen circular polarisirten Strahl fortpflanzen.

Zum Schlusse dieses Paragraphen wollen wir noch bemerken, dass die lineare sowohl wie die circulare und elliptische Polarisation auch eine unvollständige sein kann, indem diesen Polarisationsarten unter Umständen natürliches Licht beigemischt bleibt. Mit Rücksicht darauf haben wir demnach sieben Lichtarten:

1) Das natürliche Licht.
2) Das linear polarisirte Licht.
3) Das circular polarisirte Licht.
4) Das elliptisch polarisirte Licht.
5) Das theilweise linear polarisirte Licht.
6) Das theilweise circular polarisirte Licht.
7) Das theilweise elliptisch polarisirte Licht.

169 **Merkmale der verschiedenen Polarisationsarten des Lichtes, Methoden zur Untersuchung derselben.** Die im vorigen Paragraphen aufgezählten Polarisationsarten des Lichtes lassen sich mit blossem Auge nicht unterscheiden. (Von der wenig auffälligen und subjectiv variablen Erscheinung der Haidinger'schen Büschel werden wir am Schlusse der Optik Einiges mittheilen.) Wir fragen demnach zunächst nach dem Verhalten derselben gegenüber dem Analyseur. Wir wissen bereits, dass das linear polarisirte Licht dabei eine Stellung der Schwingungsebene des Analyseurs zulässt, wo die Intensität = 0 ist und eine um 90° davon abweichende, wo sie ein Maximum ist.

Das circular polarisirte Licht zeigt Nichts von alledem, es ver-

hält sich dem Analyseur gegenüber wie natürliches Licht, was sich leicht erklärt, da der Kreis nach allen Seiten gleich beschaffen ist. Nur insofern das circular polarisirte Licht durch eine $\frac{\lambda}{4}$ Glimmerplatte hervorgebracht wurde, deren Gangunterschied für die rothen und die violetten Strahlen bekanntlich nicht ganz genau $\frac{1}{4}\lambda$ betragen kann, geht die bei gekreuzten Polarisatoren schwach in's Blaue spielende Färbung für parallele Polarisatoren in eine schwach gelbliche Färbung über. Hiervon abgesehen bleibt das Gesichtsfeld bei allen Azimuthen des Analyseurs gleich hell und verräth demnach der circular polarisirte Strahl keine Spur von Seitlichkeit.

Dennoch lässt sich ein solcher Strahl von einem natürlichen leicht unterscheiden, indem man ihn, bevor er den Analyseur trifft, noch einmal durch eine zweite $\frac{\lambda}{4}$ Platte hindurchgehen lässt. Liegt die letztere mit ihrer Schwingungsebene parallel zur ersteren, so addiren sich deren Gangunterschiede, liegen sie über Kreuz, so subtrahiren sich dieselben. Der Gangunterschied wird also $= \frac{1}{2}$ oder $= 0$ und führt daher zur Entstehung l i n e a r polarisirten Lichtes, welches im Analyseur, je nach dessen Stellung, ein dunkles oder helles Gesichtsfeld hervorbringen muss. Das Kennzeichen des circular polarisirten Lichtes besteht also darin, dass bei directer Beobachtung mittelst des Analyseurs kein Intensitätsmaximum, nach Einschaltung einer $\frac{\lambda}{4}$ Platte ein Intensitätsmaximum sich beobachten lässt. Ist das circular polarisirte Licht frei von Beimischung natürlichen Lichtes, so giebt es dann auch eine Stellung des Analyseurs mit der Intensität $= 0$, eine solche ist jedoch nicht möglich, wenn das untersuchte Licht nur theilweise circular polarisirtes ist.

Eine Unterscheidung rechts herum circular polarisirten Lichtes von links herum polarisirtem ist auf diesem Wege noch nicht möglich, da es sich ganz gleich verhält, wie leicht abzuleiten ist. Die Untersuchung gelingt, wenn man vor dem Analyseur ein Gypsblättchen einschaltet, welches für sich allein im Polarisationsapparat in der 45^0 Lage lebhafte Farben zeigte (§. 152). Wird dessen Gangunterschied durch rechts circular polarisirtes Licht um $\frac{\lambda}{4}$ vermehrt, so wird es durch links polarisirtes um $\frac{\lambda}{4}$ vermindert. Die beiden Fälle unterscheiden sich demnach durch $\frac{\lambda}{2}$ im Gangunterschied und bringen demnach complementäre Farbennuancen hervor. Eine andere Methode zu dieser Unterscheidung besteht in folgendem Versuche:

Wenn man auf eine senkrecht zur Axe geschliffene Krystallplatte, welche zwischen gekreuzten Polarisatoren liegend die Ringfigur, Fig. 1, Taf. XI, zeigt, ein c i r c u l a r p o l a r i s i r e n d e s G l i m m e r b l ä t t c h e n s o

legt, dass die Ebene der optischen Axen des Glimmerblättchens den rechten Winkel der Kreuzesarme halbirt, so verschwindet das schwarze Kreuz; in zwei Quadranten erscheinen die Ringe zusammengezogen, in den beiden anderen dagegen erweitert, so dass die Ringfigur nun den Anblick Fig. 546 oder Fig. 547 darbietet.

Fig. 546.

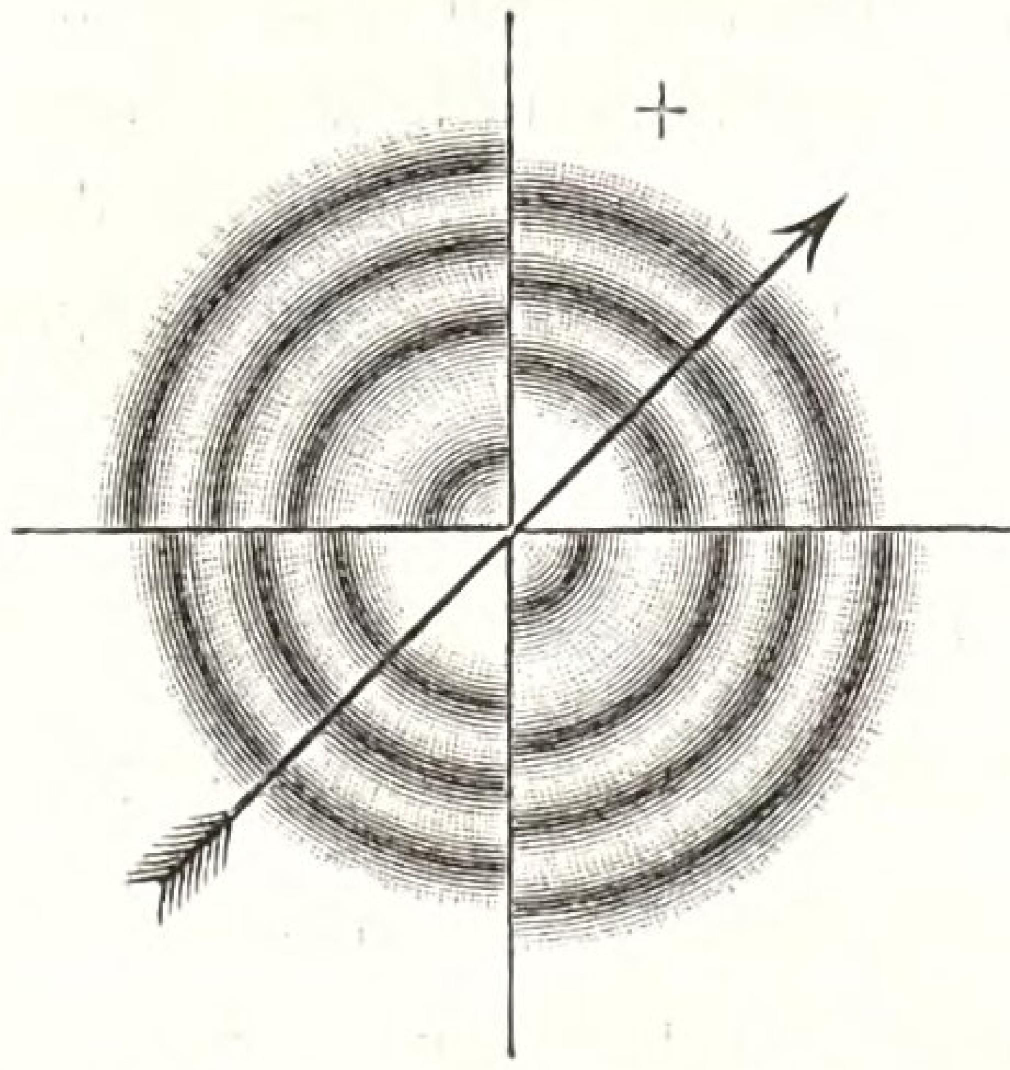
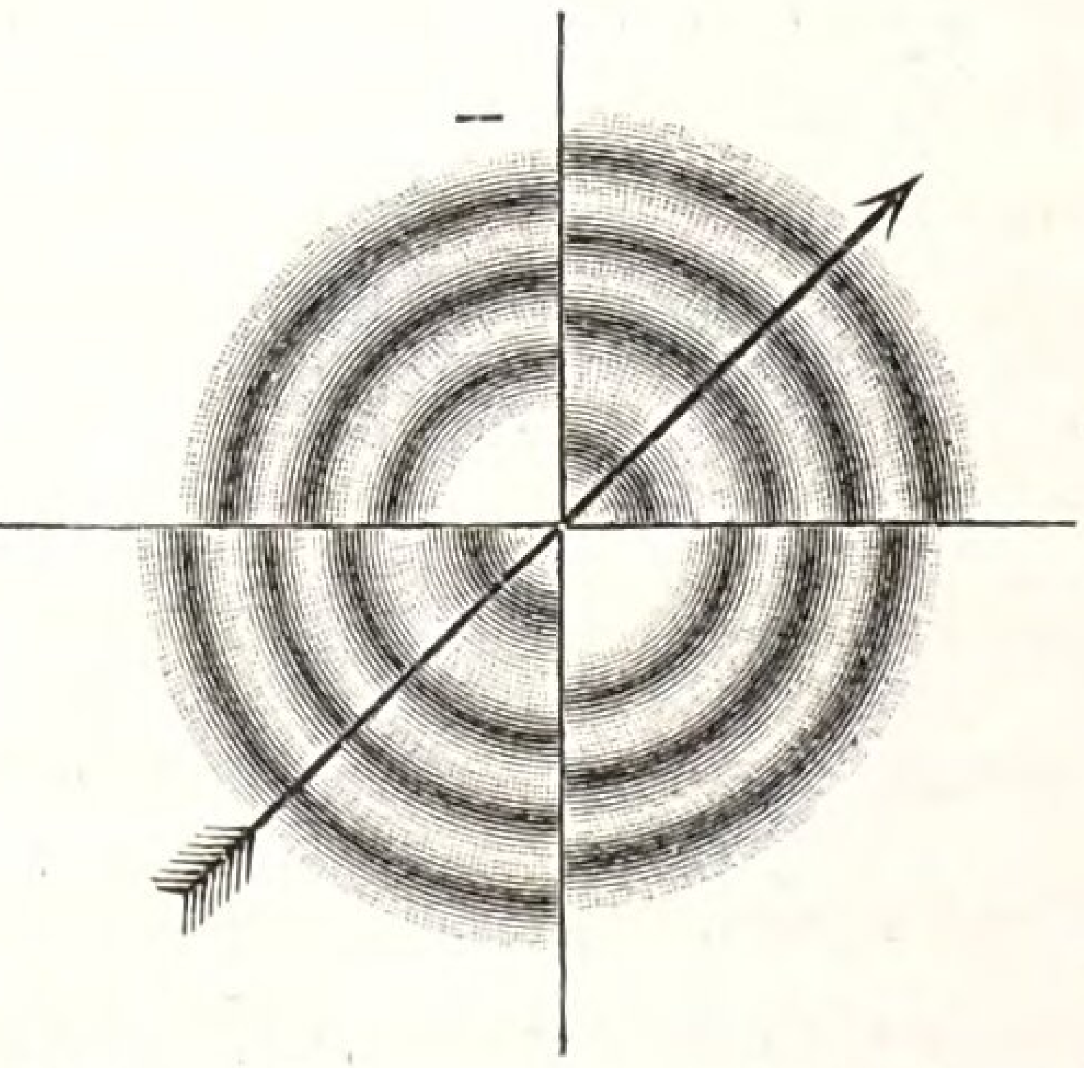


Fig. 547.



Eine vollständige Erklärung dieses Phänomens hat bereits Airy gegeben (Pogg. Annal. Bd. XXIII). Dove (Optische Studien S. 244) wendet diese Erscheinung an, um zu entscheiden, ob eine senkrecht zur Axe geschliffene Krystallplatte optisch positiv oder negativ ist. Um den Versuch auszuführen, bezeichne man auf der Fassung des Glimmerblättchens durch einen Pfeil die Richtung, in welcher die Ebene des Glimmerblättchens durch die Ebene seiner optischen Axen geschnitten wird. Legt man dann das Glimmerblättchen in der durch die Figuren 546 und 547 bezeichneten Richtung auf die Krystallplatte, so erblickt man in optisch positiven Krystallen die in Fig. 546 dargestellte Erscheinung, d. h. die Verbindungslinie der beiden dem Mittelpunkt der Figur zunächst liegenden dunklen Flecken steht rechtwinklig zur Richtung des Pfeils, während bei negativen Krystallen die Richtung des Pfeils durch jene dunklen Flecken hindurchgeht, wie Fig. 547 zeigt.

Wir müssen uns hier mit der Anführung der Thatsache begnügen, ohne weiter auf die Erklärung der Erscheinung, welche übrigens in der Hauptsache wenigstens nicht schwierig ist, weiter einzugehen.

Wir kommen nun zu den Merkmalen des elliptisch polarisirten Lichtes. Zu einer vollständigen Untersuchung desselben gehört die Bestimmung des Grössenverhältnisses der beiden Axen resp. der beiden Componenten und die Bestimmung der Lage der längeren Axe der Ellipse.

Handelt es sich zunächst nur um die Nachweisung, dass elliptisch polarisirtes Licht vorhanden ist, so kann selbe mittelst Analyseur und $\frac{\lambda}{4}$ Platte auf folgende Art geführt werden.

Zunächst beobachtet man mit dem Analyseur allein ein Intensitätsmaximum, aber keine Stellung mit der Intensität = Null. Erstere Beobachtung schliesst natürliches unpolarisirtes, vollkommen oder theilweise

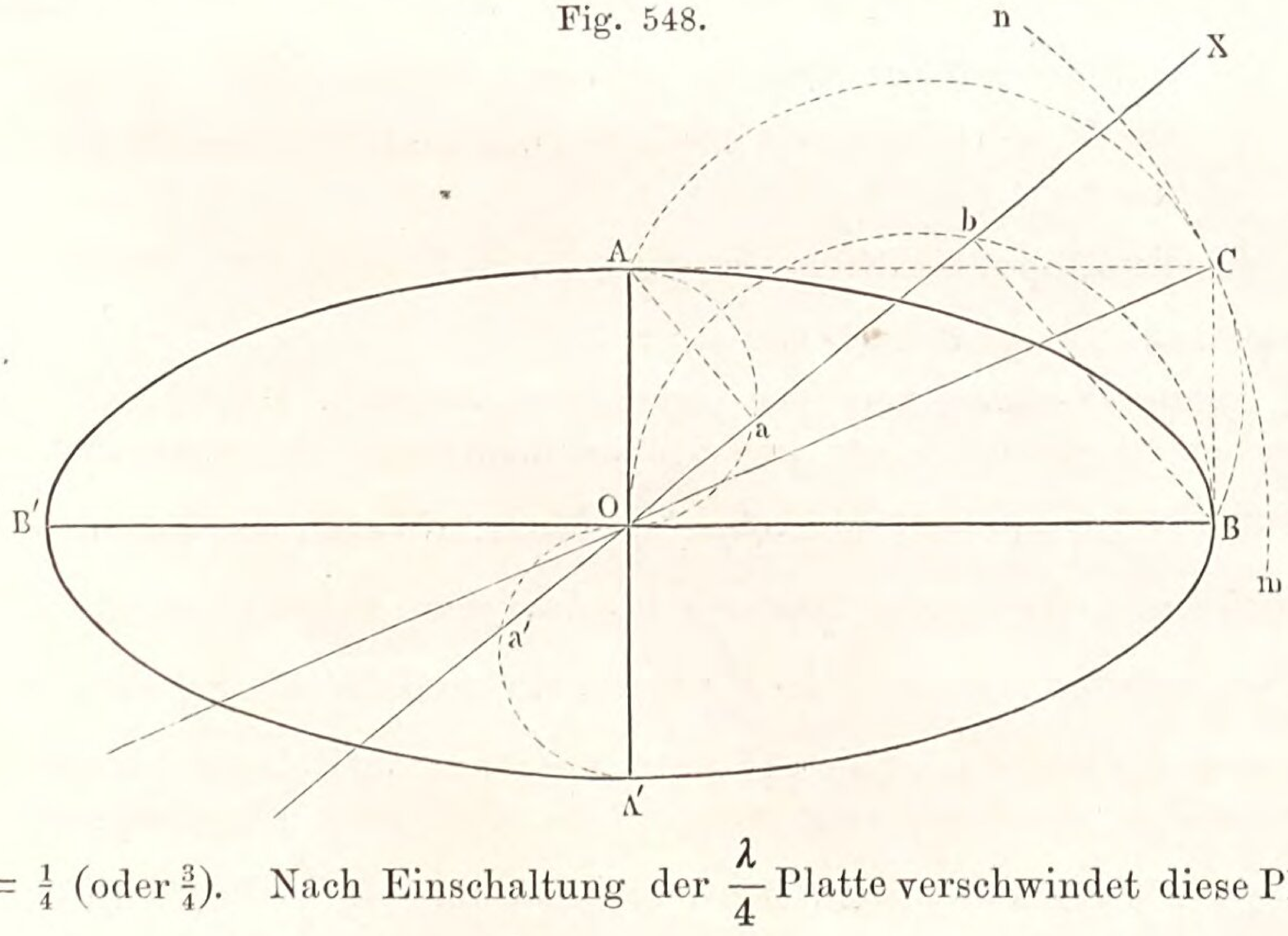
circular polarisirtes Licht, letztere das vollkommen linear polarisirte Licht aus.

Hingegen würden diese beiden Merkmale auch dem theilweise linear-polarisirten, sowie auch dem theilweise elliptisch polarisirten Lichte zukommen. Von diesem unterscheiden wir es nun mittelst einer eingeschalteten $\frac{\lambda}{4}$ Platte, deren Hauptschwingungsrichtung wir parallel der Maximumstellung des Analyseurhauptschnittes orientiren. Giebt es nach Einschaltung derselben eine Analyseurstellung mit der Intensität = Null, so war nur elliptisch polarisirtes Licht vorhanden. Giebt es keine solche Analyseurstellung, so ist entweder dieselbe Analyseurstellung wie vorher die Maximumstellung, dann haben wir theilweise linear polarisirtes Licht; oder eine andere Analyseurstellung ist die Maximumstellung, dann ist theilweise elliptisch polarisirtes Licht vorhanden.

Dies Alles erklärt sich auf folgende Weise:

Zunächst ist leicht einzusehen, dass der Analyseur am hellsten erscheinen muss, wenn seine Schwingungsebene mit der grossen Axe der Ellipse, am dunkelsten, wenn sie mit der kleinen Axe derselben zusammenfällt, denn die Intensität des Lichtes ist ja dem Quadrat der Amplitude, d. i. der Entfernung aus der Ruhelage, proportional. Durch Einschaltung der $\frac{\lambda}{4}$ Platte ändert sich der Sachverhalt. Es seien AA' und BB', Fig. 548, die Axen der Ellipse. Nach dem vorigen Paragraphen kann dieselbe entstanden sein durch zwei Componenten von der Grösse und den Richtungen OA und OB mit der Phasendifferenz

Fig. 548.



$= \frac{1}{4}$ (oder $\frac{3}{4}$). Nach Einschaltung der $\frac{\lambda}{4}$ Platte verschwindet diese Pha-

sendifferenz (oder wird $= \frac{1}{2}$). Die Schwingungen erfolgen also jetzt gleichzeitig von O nach A und nach B (oder von O nach A' und nach B).

Untersuchen wir nun die Resultirende dieser Componenten längs irgend einer Richtung OX, in welche Richtung wir die Schwingungsebene des Analyseurs stellen. Wir projiciren A auf a, B auf b, dann ist $Oa + Ob$ die gesuchte Resultirende. Um die Construction auf alle Richtungen von OX einzurichten, ziehen wir die Halbkreise über OA und OB, dann ist die Resultirende immer gleich der Summe der durch OX aus beiden Halbkreisen herausgeschnittenen Sehnen. Wir erhalten diese Summe direct, wenn wir den Halbkreis $A\,a\,O$ nach $O\,a'A'$ verlegen, es ist dann offenbar $a'b$ die gesuchte Resultirende. Bezeichnen wir den Winkel XOB mit α, die beiden Halbaxen mit a und b, so ist also diese Resultirende $= a'b = a'O + Ob = a \,.\, sin\, \alpha + b \,.\, cos\, \alpha$.

Dieser Werth wird am grössten, wenn man $tang\, \alpha = \frac{a}{b}$ d. h. wenn die Resultirende mit der Diagonale des Parallelogramms $O\,C$ zusammenfällt. Die punktirte durch C gehende Curve $B\,C\,A$ giebt in ihren Abständen von O eine Uebersicht der übrigen Werthe der Resultirenden bei den verschiedenen Richtungen derselben, während $m\,C\,n$ einen Kreisbogen um den Mittelpunkt O darstellt.

Daraus folgt also:

1) Beim elliptisch polarisirten Licht giebt die Maximumstellung der Schwingungsebene des Analyseurs die Richtung der grossen Axe der Ellipse.

2) Nach Einschaltung der $\frac{\lambda}{4}$ Platte weicht die neue Maximumstellung von der früheren um einen Winkel α ab.

3) Die Tangente dieses Winkels α giebt das Grössenverhältniss der Axen.

Ist die Ellipse ein Kreis, so wird $\frac{a}{b} = 1$, $\alpha = 45^0$, ist sie eine gerade Linie, so ist $a = 0$ und $\alpha = 0$.

Letzteres erklärt nun den Unterschied zwischen elliptischem und zwischen theilweise linear polarisirtem Lichte bei der Untersuchung mit dem Analyseur mit und ohne $\frac{\lambda}{4}$ Platte. Wegen der Beimengung natürlichen Lichtes kann letzteres im Analyseur keine Intensität $= 0$ geben; schaltet man dann die $\frac{\lambda}{4}$ Platte ein, so bleibt die Schwingungsrichtung des linear polarisirten Lichtes ungeändert, mithin auch die Maximumstellung des Analyseurs, während dieselbe, wenn elliptisch polarisirtes Licht vorhanden war, durch Einschaltung der $\frac{\lambda}{4}$ Platte gedreht,

und zwar um so mehr gedreht wird, je mehr sich die Ellipse dem Kreis nähert.

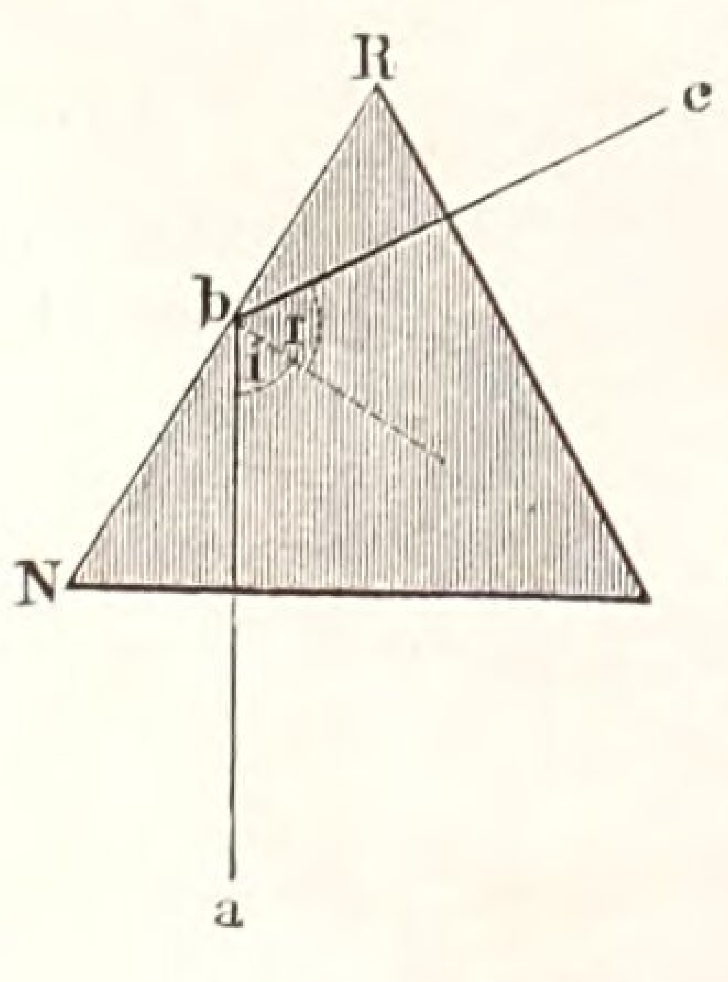
Zur leichteren Uebersicht dieses etwas verwickelt erscheinenden Verhaltens der verschiedenen Polarisationsarten des Lichtes ist die auf folgender Seite angeführte analytische Tabelle, die ich der freundlichen Mittheilung Prof. E. Mach's verdanke, vorzüglich geeignet. Sie bedarf nach dem Vorausgegangenen keiner weitern Erklärung.

Wir haben oben gezeigt, wie der Babinet'sche Compensator auf mehrfache Weise dazu gebraucht werden kann, geradlinig polarisirtes Licht in elliptisch polarisirtes zu verwandeln. Daraus folgt, dass er umgekehrt auch auf mehrfache Weise dazu dienen kann, elliptisch polarisirtes Licht in geradlinig polarisirtes zurückzuverwandeln und hierdurch das erstere näher zu untersuchen. Stokes (Pogg. Annal. 3. Ergänzb.) hat einen einfacheren Compensator aus krystallisirtem Gyps hergestellt.

Elliptische und circulare Polarisation durch totale Reflexion und durch Metallreflexion. 170 Fresnel hatte beobachtet, dass durch totale Reflexion (§. 18) das gewöhnliche Licht nicht polarisirt wird, und dass selbst polarisirte Strahlen durch totale Reflexion depolarisirt werden. Indem er diesen Gegenstand weiter verfolgte, fand er, dass das durch totale Reflexion depolarisirt erscheinende Licht elliptisch polarisirt sei.

Es falle etwa von dem Polarisationsspiegel des Nörrenberg'schen Apparates kommend ein linear polarisirter Strahl ab, Fig. 549, so auf ein Glasprisma, dass er an der hinteren Wand NR desselben eine totale Reflexion erleidet, so wird sich der reflectirte Strahl bc, mit einer Turmalinplatte untersucht, im Allgemeinen nicht mehr als linear polarisirt erweisen, sondern alle Kennzeichen eines elliptisch polarisirten Strahles zeigen.

Fig. 549.



Die Bildung eines elliptisch polarisirten Strahles unter den gegebenen Umständen ist dadurch zu erklären, dass der einfallende Strahl bei seiner Reflexion in b in zwei andere zerfällt, deren Schwingungsebenen rechtwinklig zu einander sind, und von denen der eine dem andern um einen aliquoten Theil der Wellenlänge vorausgeeilt ist.

Die Schwingungsebene des einen reflectirten Strahles fällt mit der Reflexionsebene abc zusammen, die Schwingungsebene des andern ist rechtwinklig zu derselben. Das Intensitätsverhältniss dieser beiden Strahlen hängt von der Grösse des Winkels ab, welchen die Reflexionsebene des Prismas mit der Schwingungsebene des einfallenden Strahles

Analytische Tabelle der

(Zu Seite

Das Licht zeigt mit dem

A. kein Intensitätsmaximum.

I. bei Einschaltung eines $\frac{\lambda}{4}$ Blättchens vor dem Analyseur:	II. Bei Einschaltung eines $\frac{\lambda}{4}$ Blättchens vor dem Analyseur ein Intensitätsmaximum,	
1. auch kein Intensitätsmaximum.	2. und bei einer Stellung des Analyseurs die Intensität = 0.	3. und bei keiner Stellung des Analyseurs die Intensität = 0.
Natürliches unpolarisirtes Licht.	Circular polarisirtes Licht.	Theilweise circular polarisirtes Licht.

macht. Die Intensität beider Strahlen ist gleich, wenn dieser Winkel 45° beträgt.

Der Gangunterschied der beiden reflectirten Strahlen, durch deren Zusammenwirken der elliptisch polarisirte Strahl *bc* erzeugt wird, hängt von der Substanz des Prismas und von der Grösse des Einfallswinkels *i* ab. Für Glas von St. Gobain fand Fresnel, dass dieser Gangunterschied ein Maximum wird, wenn $i = 54^0\ 30'$ ist; er beträgt in diesem Falle $\frac{1}{8}$ Wellenlänge.

Eine zweimalige innere Reflexion unter den gegebenen Umständen muss also einen Gangunterschied von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge, und bei gehöriger Lage der Reflexionsebene gegen die Schwingungsebene des einfallenden

Polarisationsarten des Lichtes.

619 gehörig)

Analyseur untersucht:

B. ein Intensitätsmaximum,

I. und bei einer Stellung des Analyseurs die Intensität = 0.	II. und bei keiner Stellung des Analyseurs die Intensität = 0.		
4.	5. Bei Einschaltung einer $\frac{\lambda}{4}$ Platte vor dem Analyseur mit einer Hauptschwingungsrichtung parallel der Maximumstellung des Analyseur-Hauptschnittes giebt es eine Analyseurstellung mit der Intensität = 0.	6. Bei Einschaltung einer $\frac{\lambda}{4}$ Platte vor dem Analyseur mit einer Hauptschwingungsrichtung parallel der Maximumstellung des Analyseurhauptschnittes giebt es keine Analyseurstellung mit der Intensität = 0;	
		a. aber dieselbe Analyseurstellung wie vorher ist die Maximumstellung.	b. aber eine andere Analyseurstellung wie vorher ist die Maximumstellung.
		6.	7.
Linear polarisirtes Licht.	Elliptisch polarisirtes Licht.	Theilweise linear polarisirtes Licht.	Theilweise elliptisch polarisirtes Licht.

linear polarisirten Strahles circular polarisirtes Licht erzeugen, was Fresnel mittelst seines Parallelepipeds ausführte.

Fig. 551 (a. f. S.) stellt ein Fresnel'sches Parallelepiped von Glas in perspectivischer Ansicht, Fig. 550 stellt den Durchschnitt desselben sammt seiner Fassung dar. Jeder der Winkel bei a und bei c ist $125^0\,30'$, die spitzen Winkel bei b und d also $54^0\,30'$. Ein Lichtstrahl, welcher rechtwinklig zu der Fläche cb eintritt, erleidet bei p und bei s eine totale innere Reflexion und tritt dann rechtwinklig zur Fläche ad aus. Wenn nun der einfallende Strahl linear polarisirt ist, und wenn ferner die Ebene der zweifachen inneren Reflexion einen Winkel von 45^0 mit der Schwingungsebene der einfallenden Strahlen macht, so ist der austretende Strahl

in Folge der zweimaligen inneren Spiegelungen vollständig circular polarisirt.

Um mit dem Fresnel'schen Parallelepiped zu experimentiren, stellt man es so auf das mittlere Tischlein des Nörrenberg'schen Polarisationsapparats, dass seine horizontalen Kanten einen Winkel von 45^0 mit der Schwingungsebene des Polarisationsspiegels machen, wie Fig. 552 andeutet, in welcher das schraffirte Rechteck die untere Fläche

Fig. 550.

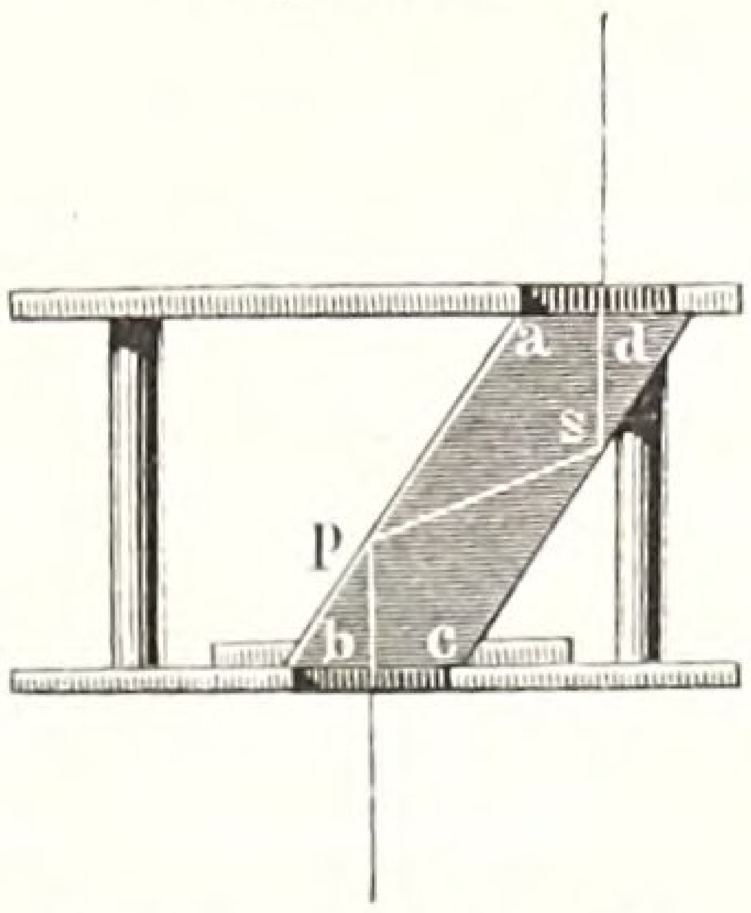


Fig. 551.

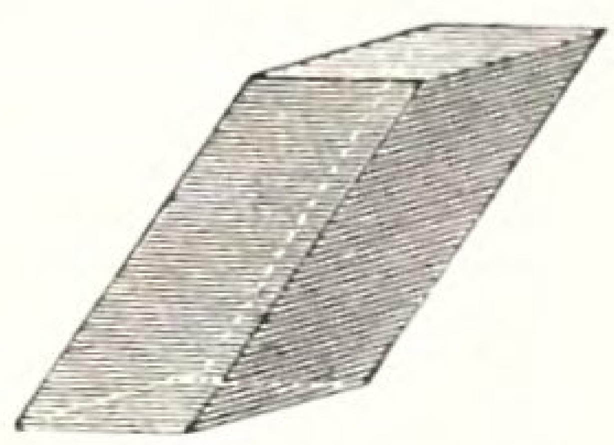
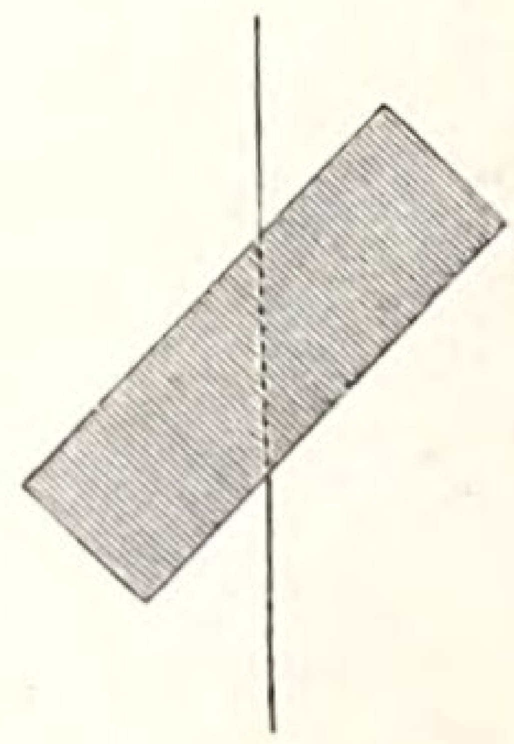


Fig. 552.



des Parallelepipeds darstellt. Ist das Fresnel'sche Parallelepiped in dieser Weise aufgestellt, so kann man den Zerleger des Apparats nach Belieben um seine Axe drehen, ohne dass die Helligkeit des durch das Parallelepiped gegangenen Lichtes sich ändert. Das Fresnel'sche Parallelepiped liefert also auch für einfallendes weisses Licht vollkommen circular polarisirte Strahlen.

Dass das Fresnel'sche Parallelepiped in der That circular polarisirtes und nicht etwa vollkommen depolarisirtes Licht liefere, geht daraus hervor, dass man wieder linear polarisirtes Licht erhält, wenn man die Strahlen, welche aus einem im Polarisationsapparat gehörig aufgestellten Fresnel'schen Parallelepiped austreten, nun noch durch ein zweites gehen lässt, welches so auf das erstere gestellt ist, dass die Reflexionsebenen beider Parallelepipede zusammenfallen. Durch die viermalige innere Reflexion ist hier der Gangunterschied der austretenden, rechtwinklig zu einander vibrirenden Strahlen gleich $\frac{1}{2}$ Wellenlänge geworden.

Die Erscheinungen der Metallreflexion sind denen der totalen Reflexion durchsichtiger Substanzen ganz analog. Schon Malus hatte beobachtet, dass man Metallspiegel nicht gebrauchen könne, um linear polarisirtes Licht hervorzubringen. Brewster, welcher zuerst die durch Metallspiegel reflectirten Strahlen genauer untersuchte, hat noch nachgewiesen, dass linear polarisirtes Licht im Allgemeinen durch Metallreflexion in elliptisch polarisirtes Licht verwandelt wird, und dass hier unter Umständen schon eine einmalige Reflexion hinreicht, um circular polarisirtes Licht zu erzeugen.

In dem Polarisationsapparat (Fig. 408 S. 486) sei der obere Polarisationsspiegel durch einen Metallspiegel ersetzt, so wird der von unten kommende linear polarisirte Strahl in zwei andere zerlegt, von denen

der eine in der Reflexionsebene, der andere aber rechtwinklig zur Reflexionsebene schwingt und deren Combination eben das elliptisch polarisirte Licht liefert, dessen Charakter dann davon abhängt, wie gross der Gangunterschied der beiden zusammenwirkenden Strahlen ist und in welchem Intensitätsverhältnisse sie zu einander stehen.

Gangunterschied und Intensitätsverhältniss der beiden componirenden Strahlen hängt von dem Azimuth des Metallspiegels und von der Neigung desselben gegen die Richtung der einfallenden Strahlen ab.

Wenn man bei unverändertem Azimuth die Neigung des Metallspiegels gegen die einfallenden Strahlen ändert, so wird sich das von ihm reflectirte Licht in seinen Eigenschaften bald mehr einem linear, bald mehr einem circular polarisirten Strahl nähern, d. h. mit einem Nicol oder einer Turmalinplatte untersucht, wird es bald mehr, bald weniger starken Lichtwechsel zeigen. Dieser Lichtwechsel ist aber ein Minimum, der reflectirte Strahl nähert sich am meisten einem circular polarisirten für einen bestimmten Einfallswinkel, den man als Hauptincidenz bezeichnet, und dessen Werth von einem Metall zum andern variirt. Dieser Winkel beträgt für

Quecksilber . . .	78°	Stahl . . .	75°
Spiegelmetall . .	76	Silber . . .	73.

Für die Hauptincidenz beträgt der Gangunterschied der beiden rechtwinklig polarisirten Strahlen, aus denen sich elliptisch polarisirte zusammensetzt, gerade $\frac{1}{4}$ Wellenlänge, es wird sich also circular polarisirtes Licht bilden, wenn die Intensität der beiden componirenden Strahlen gleich ist. Dies ist jedoch nicht, wie man wohl meinen möchte, allgemein für ein Azimuth von 45° der Fall, sondern für Azimuthe, welche für verschiedene Metalle verschiedene Werthe haben, nämlich für

Quecksilber . . .	26°	Stahl . . .	17°
Spiegelmetall . .	21	Silber . . .	40

Ein durch Reflexion von einem Metallspiegel circular polarisirter Strahl wird dadurch, dass er von einem zweiten, dem ersten parallelen Metallspiegel nochmals reflectirt wird, wieder in linear polarisirtes Licht verwandelt.

Auf eine ausführlichere Besprechung der von Fresnel und Brewster begründeten und durch die Untersuchungen von Neumann und Jamin, Quinke, Van der Willigen, Stokes und E. Wiedemann weiter entwickelten Lehre von der elliptischen Polarisation und ihrem Zusammenhange mit der Reflexion können wir hier nicht eingehen. Fresnel's Arbeiten über diesen Gegenstand finden sich in den *Annales de chimie et de physique* 2. *sér. tom. XLVI*, die Jamin's in derselben Zeitschrift 3. *sér. tom. XXX*, jene E. Wiedemann's in den Berichten der K. S. Gesellsch. d. Wissensch. Mathem. Phys. Cl. 1872.

171 **Das natürliche oder unpolarisirte, das theilweise polarisirte und das künstlich depolarisirte Licht.** Nachdem wir die Schwingungsweise der Aethertheilchen bei den verschiedenen Arten polarisirten Lichtes kennen gelernt, müssen wir noch einmal auf die Frage nach der Schwingungsweise beim natürlichen, unpolarisirten Lichte zurückkommen. Es ist dies ein von vielen Physikern behandelter, aber wegen seiner besonderen Schwierigkeiten noch immer nicht definitiv erledigter Gegenstand. Wir werden uns daher darauf beschränken, die verschiedenen Ansichten und Standpunkte der Hauptsache nach darzulegen.

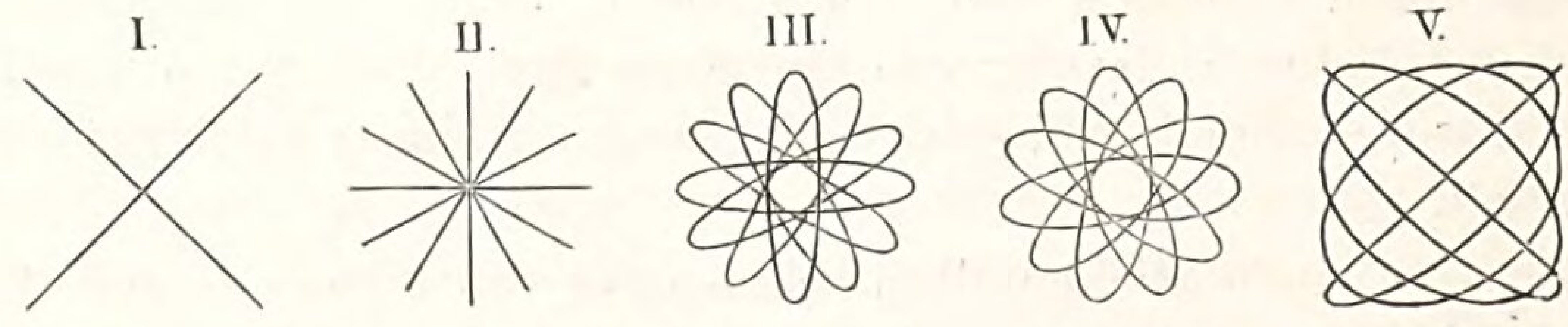
Die Thatsache, dass ein natürlicher unpolarisirter Lichtstrahl nach seinem Durchgang durch einen doppeltbrechenden Krystall, wo seine Schwingungen in zwei zu einander senkrechte Componenten zerlegt werden, wieder als unpolarisirter Strahl austritt, der sich genau so verhält, wie vor dem Eintritt, während ein vorher geradlinig polarisirter Strahl nach dem Durchgang im Allgemeinen als elliptisch polarisirter Strahl erscheint, lässt sich durch die Annahme genügend erklären, dass der natürliche Lichtstrahl sich durch transversale Schwingungen in zwei zu einander senkrechten Ebenen fortpflanze.

Nach dieser Annahme wäre der natürliche Lichtstrahl als eine Vereinigung zweier gleich intensiver senkrecht auf einander linear polarisirter Strahlen aufzufassen, in welcher jedoch die beiden Componenten unabhängig von einander sich fortpflanzen. Auf eine Normalebene projicirt würden sich also diese Schwingungen etwa wie Fig. 553 I darstellen.

Brewster war der Ansicht, dass diese Vorstellung, welche zunächst nur zur Erklärung der Phänomene adoptirt wurde, der Wirklichkeit entspreche.

Beim Festhalten derselben stösst man jedoch auf die grössten Schwierigkeiten. Allein schon der Umstand, dass es in isotropen Me-

Fig. 553.



dien nicht zwei vor allen anderen ausgezeichnete Richtungen geben könne, lässt dieselbe unhaltbar erscheinen.

Wenn wir überlegen, dass überhaupt der isolirte Lichtstrahl nur eine Fiction ist (§. 115), so könnten wir uns die rechtwinklig auf einander stattfindenden Schwingungen des natürlichen Lichtes nur in einer der beiden folgenden Weisen vorstellen. Denken wir uns eine ebene

Wellenoberfläche und in derselben die zahllosen Aethertheilchen. Entweder schwingen dieselben so, dass die Hälfte der Aethertheilchen constant nach der einen, die andere Hälfte constant nach der dazu senkrechten Richtung sich bewegt, so dass wir also ein inniges Gemisch von senkrecht auf einander geradlinig polarisirten Lichtstrahlen hätten, oder es wechselt bei jedem einzelnen Aethertheilchen die Schwingungsrichtung zwischen den beiden auf einander senkrechten Lagen. Die verschiedenen Schwingungsrichtungen sind also entweder räumlich neben oder zeitlich nach einander vorhanden. In letzterem Falle gäbe es also einzelne unpolarisirte Strahlen, im ersteren Falle nur unpolarisirte Strahlenbündel, während die isolirt gedachten Strahlen stets geradlinig polarisirt wären.

Es ist nun aber aus mechanischen Gründen nicht zulässig, in unmittelbar benachbarten Aethertheilchen der Wellenoberfläche ganz verschiedene Bewegungsrichtungen anzunehmen.

A. Fresnel hat daher 1821 (*Annales de chim. et de phys. tom. XVII*) eine andere Hypothese aufgestellt, welche wir mit seinen eigenen Worten (nach der Uebersetzung in Pogg. Ann. Bd. XXII S. 74 bis 75) anführen wollen.

„Wenn die Polarisation eines Lichtstrahls darin besteht, dass seine Vibrationen sämmtlich nach Einer Richtung geschehen, so folgt aus meiner Hypothese über die Erzeugung der Lichtwellen, dass ein Strahl, der von einem einzigen Erschütterungsmittelpunkt ausgeht, nach einer bestimmten Zeit immer nach einer gewissen Ebene polarisirt ist. Einen Augenblick hernach ändert sich aber die Richtung der Bewegung und mit ihr die der Polarisationsebene. Diese Veränderungen folgen einander so schnell, wie die Störungen in den Vibrationen des leuchtenden Theilchens, so dass, selbst wenn man das von einem Punkte ausfliessende Licht von dem anderer Punkte absondern könnte, man ohne Zweifel doch keine Polarisation daran wahrnehmen würde.

Betrachtet man nun die vereinte Wirkung aller Wellen, welche von den verschiedenen Punkten eines leuchtenden Körpers ausgehen, so wird man einsehen, dass in jedem Augenblicke und an einem bestimmten Punkte des Aethers die Endresultante aller sich hier kreuzenden Bewegungen eine bestimmte Richtung hat, dass aber diese Richtung sich mit jedem Augenblicke verändert. So kann das directe (d. h. natürliche) Licht betrachtet werden als eine Vereinigung, oder genauer genommen, als eine rasche Folge von Wellensystemen, die nach allen Richtungen polarisirt sind.“

Die vorsichtige Fassung Fresnel's im Eingange der citirten Bemerkung lässt vermuthen, dass er vielleicht bereits daran gedacht hat, dass die gerade Richtung nicht die einzig zulässige sei. Da die Ellipse die allgemeinste Form der Schwingungen des polarisirten Lichtes ist, so liegt es nahe, auch das unpolarisirte Licht als eine Folge von

elliptischen Schwingungen mit fortwährender Aenderung der Axenrichtung zu denken.

Dabei giebt es aber nur zwei Möglichkeiten; die Aenderung der Axenrichtung erfolgt entweder sprungweise oder stetig. Gegen eine sprungweise Aenderung sprechen mechanische Gründe, eine stetige Aenderung der Axenrichtung der Ellipse ist aber nicht möglich, ohne dass die Ellipse selbst in eine andere complicirtere Curve abgeändert wird.

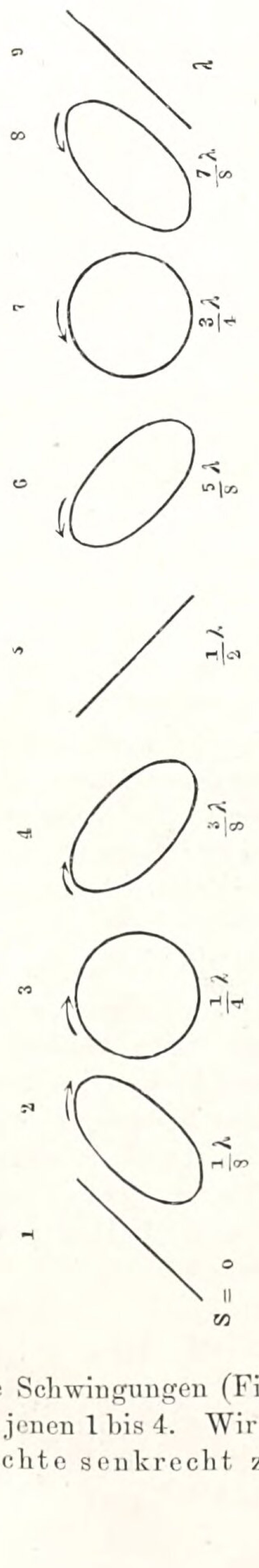


Fig. 554.

Wir wollen, um die Vorstellung zu unterstützen, auch diese Schwingungsformen nach den verschiedenen Annahmen in der Richtung des Strahls auf eine Normalebene projicirt darstellen. Fig. 553 II bezieht sich dann auf Fresnel's Annahme. Fig. 553 III stellt elliptische Schwingungen mit sprungweiser Aenderung der Axenrichtung, Fig. 553 IV solche mit stetiger Aenderung vor. Es ist aber noch ein Fall denkbar und wahrscheinlich, nämlich dass auch das Axenverhältniss sich allmälig ändert, d. h. die Ellipse allmälig in Kreis und Gerade übergeht. Man wird dieser allgemeinsten Annahme gerecht, wenn man sich vorstellt, dass die Schwingungen in derselben Weise in einander übergehen, wie Fig. 553 V andeutet, nur dass man sich den Uebergang noch viel allmäliger zu denken und überdies, um keine Richtungen zu bevorzugen, vorzustellen hätte, dass das ganze Curvensystem gedreht wird. Diese Figur ist uns aus der Akustik als Schwingungsfigur des Kaleidophons (Bd. I, S. 498 und 514) bekannt, sie kann als eine Aufeinanderfolge der Curven 1 bis 9 der Fig. 554 betrachtet werden, nur dass der Uebergang aus einer Form in die nächste stetig und allmälig vor sich geht. Dabei kehren unter anderen zwei senkrecht zu einander geneigte geradlinige Schwingungen (Fig. 554) 1 und 5, dann eine Reihe von je zwei gleich geneigten und verkehrt durchlaufenen Ellipsen wie 2 und 6 oder 4 und 8, endlich zwei verkehrt durchlaufene Kreise 3 und 7 periodisch wieder. Man heisst die Schwingungen (Fig. 554) 5 bis 8 entgegengesetzt polarisirt zu jenen 1 bis 4. Wir kämen also zur Annahme, dass beim natürlichen Lichte senkrecht zum Strahle elliptische Schwingungen mit

fortwährendem Wechsel der Axenrichtung und des Axenverhältnisses, oder mit anderen Worten, des Azimuthes der Polarisationsrichtung und der Phase stattfinden.

Nun kommt aber eine neue Schwierigkeit in Betracht, auf welche F. Lippich in einer ausführlichen Abhandlung: „Ueber die Natur der Aetherschwingungen in unpolarisirtem und theilweise polarisirtem Lichte" (Sitzungsber. der Wien. Akadem. Bd. XLVIII Abth. II [1863] S. 146) aufmerksam gemacht hat.

Aus der Akustik wissen wir, dass Schwingungscurven wie die der Fig. 553 V dadurch entstehen, dass senkrechte geradlinige Schwingungen von etwas verschiedener Schwingungsdauer in Combination treten.

In der Optik würden also solche Schwingungscurven dadurch entstehen, dass senkrecht auf einander geradlinig polarisirte Strahlen homogenen Lichtes von etwas verschiedener Farbe zusammentreffen. Umgekehrt könnten also, wenn alle unpolarisirten Strahlen solche Schwingungsformen besässen, dieselben nie ganz homogenes Licht darstellen. Lippich stellte daher die Hypothese auf, dass es wohl unpolarisirte Strahlen zusammengesetzten Lichtes, aber keine unpolarisirte Strahlen homogenen Lichtes gebe. Das in den Experimenten vorkommende „homogene" Licht, welches thatsächlich auch unpolarisirt ist, enthält, wie Lippich nachweist, stets Lichtsorten, deren Schwingungszahlen mindestens um 20 000 von einander abweichen. Die Differenz der Schwingungszahlen für die beiden Natriumlinien beträgt ja bereits 516 Tausend Millionen.

J. Stefan hat in seiner Abhandlung „Ein Versuch über die Natur des unpolarisirten Lichtes und die Doppelbrechung des Quarzes in der Richtung seiner optischen Axe" (Sitzungsber. der Wien. Akadem. Bd. L Abth. II [1865] S. 380) dieselbe Frage behandelt und gegen Lippich's Hypothese geltend gemacht, dass unpolarisirtes weisses Licht, wenn es polarisirt wird, weiss bleibt, dass in stark zerstreuten Spectren, welche aus unpolarisirtem weissem Lichte entworfen sind, keine Polarisation einzelner Theile wahrzunehmen ist etc. Stefan giebt aber auch zu, dass diese Einwürfe durch die Hilfshypothese beseitigt werden könnten, dass der Polarisationszustand von Farbe zu Farbe sehr rasch wechsle, so dass die feinste Linie im Spectrum schon verschieden polarisirtes Licht enthalte. Als kaum denkbar stellt derselbe jedoch die Annahme hin, dass in einem wirklich homogenen Lichtstrahl gar kein Wechsel der Schwingungsrichtungen auch in grossen Zeiträumen eintrete. Giebt man aber einen solchen einmal als möglich zu, so ist kein Grund da, einen rascheren Wechsel auszuschliessen, und damit würde überhaupt die Existenz vollkommen homogenen Lichtes unmöglich, eine Folgerung, der sich E. Mach wirklich als einfachstem Auswege anschliesst (Mach und Rosicky: „Ueber eine neue Form der Fresnel-Arago'schen Interferenzversuche mit polarisirtem Lichte" (Sitzungsber. der Wiener Akadem. Bd. LXXII Abth. II, 1876 S. 211).

J. Stefan suchte in der citirten Abhandlung auf experimentellem Wege die Frage nach der Schwingungsform und nach der Raschheit der Drehungen der Schwingungsrichtungen zu lösen. Er stellte zu diesem Zwecke einen höchst sinnreichen Versuch an, dessen Ausführung sich auf die im nächsten Paragraph erst zu erklärende Drehung der Polarisationsebene im Quarz gründet. Wir können daher hier den Versuch nur im Allgemeinen andeuten. Ein unpolarisirtes homogenes Strahlenbündel wird in zwei Bündel getheilt, in einem derselben die Polarisationsrichtung resp. die grosse Axe der Ellipse um 90^0 gedreht, dann beiden Bündeln ein Gangunterschied von einer ungeraden Anzahl halber Wellenlängen beigebracht und dieselben hierauf zur Interferenz veranlasst. J. Stefan zog aus dem experimentellen Ergebniss, dass sich diese Bündel nicht vernichteten oder schwächten, ursprünglich den Schluss, dass die Schwingungen des unpolarisirten Lichtes geradlinig seien.

Verdet und Stefan selbst (Sitzungsber. der Wien. Akadem. Band LXVI Abth. II, S. 427) haben jedoch später diesen Schluss dahin erweitert, dass auch dann dasselbe experimentelle Resultat eintreten müsse, wenn entgegengesetzt polarisirte elliptische Schwingungen im natürlichen Lichte enthalten sind, resp. sich rasch genug folgen.

Der Stefan'sche Versuch beweist überhaupt, wie Mach und Rosicky an der citirten Stelle hervorheben, dass das natürliche Licht sich in zwei von einander unabhängige gleich intensive senkrecht auf einander polarisirte geradlinige oder zwei entgegengesetzt polarisirte elliptische oder zwei entgegengesetzt polarisirte circulare Componenten zerlegen lasse. Diese entgegengesetzt polarisirten Schwingungsformen sind aber sämmtlich in der Schwingungsform der Fig. 553 V enthalten und steht dieselbe daher mit Stefan's Versuch durchaus nicht im Widerspruche. Dagegen würde die Annahme einer elliptischen Schwingungsform wie Fig. 553 III oder IV, welche nur nach Einer Richtung durchlaufene, wenn auch in der Axenrichtung wechselnde Ellipsen enthält, dem Stefan'schen Versuche nicht genügen.

Eine andere interessante Folgerung hat Stefan aus seinem Versuche gezogen, indem er den Gangunterschied allmälig bis über 15000 Wellenlängen steigerte. Da die Interferenz der Strahlen hierdurch nicht geändert wurde, muss man schliessen, dass „solche Stücke der Strahlen, welche Schwingungen von einerlei Richtung enthalten, viele Tausende von Wellenlängen betragen, ja auch meilenlang sein können".

Man könnte nun daran denken, durch die stroboskopische Methode oder durch sehr kurze Dauer des Lichtes (elektrische Funken) aus einem solchen unpolarisirten Lichtstrahle ein kleineres Stück, welches dann Polarisation zeigen müsste, zu isoliren. Allein derlei Versuche haben nicht zum Ziele geführt, da im Verhältniss zur Funkendauer, trotzdem

sie weniger als $\frac{1}{70000}$ Secunden betrifft, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes zu gross ist.

Näheres über das Wesen des natürlichen Lichtes findet man in A. Beer's Einleitung in die höhere Optik S. 144.

Das theilweise polarisirte Licht kann entweder einfach als Gemisch von unpolarisirtem und polarisirtem Licht aufgefasst werden, in welchem Falle es natürlich nur theilweise polarisirte Strahlenbündel, aber nicht theilweise polarisirte Strahlen gäbe. Falls man letztere Annahme vorzieht, richtet sich die Hypothese über das Wesen derselben nach jener bezüglich des natürlichen Lichtes. Man kann entweder nach Brewster's Vorstellung senkrecht auf einander stattfindende geradlinige Schwingungen ungleicher Amplituden annehmen, oder Fresnel's Annahme folgend, die Amplituden der um 90^0 abweichenden Azimuthe ein Maximum und Minimum annehmen lassen, oder endlich im allgemeinsten Falle die Schwingungsform der Fig. 553 V mit ungleichen Amplituden ausgeführt denken. Unter allen Umständen muss die Hypothese, um den Experimenten zu genügen, eine Schwingungsform voraussetzen, welche sich in zwei Componenten zerlegen lässt, wovon eine dem natürlichen Lichte, die andere dem geradlinig oder dem elliptisch polarisirten Lichte entspricht, je nachdem man es mit theilweise geradlinig oder theilweise elliptisch polarisirtem Lichte zu thun hat. Näheres in A. Beer's Einleitung in die höhere Optik S. 165.

Wir haben nun noch über die Versuche Dove's zu berichten, unpolarisirtes Licht aus linear oder elliptisch polarisirtem Lichte künstlich zusammenzusetzen. Der genannte Physiker liess in einen abgestumpften gläsernen Hohlkegel, dessen Seite unter 35^0 gegen die Axe geneigt war, ein Bündel Sonnenstrahlen parallel zur Axe des Kegels fallen. Begreiflicher Weise sind die Schwingungsebenen der in einem Punkte auf der Axe vereinigten, durch die Reflexion geradlinig polarisirten Strahlen nach allen Azimuthen gleichmässig vertheilt, und in der That ist man nicht im Stande, daselbst eine Polarisation zu entdecken.

Noch instructiver sind folgende Versuche. Ein natürliches Lichtbündel wurde durch einen rasch und gleichmässig rotirenden Kalkspath gesendet, das austretende Lichtbündel lieferte einen Strahl, in welchem die Schwingungsebene fortwährend ihre Lage wechselte. Mit einem zweiten Kalkspath untersucht, zeigte das austretende Licht keine Polarisation. Hingegen zeigte sich solche bei Anwendung des elektrischen Funkens als Lichtquelle. Der so erzeugte künstliche unpolarisirte Strahl unterscheidet sich also von einem natürlichen schon jedenfalls durch die langsamere Aenderung der Polarisationsrichtung.

Bei einem zweiten Versuche wurde eine $\frac{\lambda}{4}$ Glimmerplatte mit dem Polariseur rotiren gelassen. Derselbe lieferte demnach elliptisch polarisirtes Licht mit constantem Axenverhältniss, aber fortwährend geänder-

ter Axenrichtung. Dasselbe verhielt sich ebenfalls wie unpolarisirtes Licht.

Bei einem dritten Versuche endlich blieb die $\frac{\lambda}{4}$ Glimmerplatte stehen, während der Polariseur allein rotirte. In diesem Falle musste das Axenverhältniss und die Axenrichtung der Ellipsen rasch wechseln. Das so erhaltene Licht zeigte sich ebenfalls unpolarisirt.

Sorgt man dafür, dass die Rotation nicht gleichförmig vor sich gehe, sondern deren Geschwindigkeit während eines Umlaufes zweimal ein Maximum und zweimal ein Minimum erreiche, so zeigt das austretende Licht, wie vorauszusehen, die Eigenschaften des theilweise polarisirten Lichtes.

Diese Dove'schen Experimente lassen sich sehr bequem mit dem rotirenden Polarisationsapparat von E. Mach (§. 158 S. 573) anstellen.

Eine mehr oder minder vollkommene Depolarisation des Lichtes tritt auch ein, wenn polarisirtes Licht durch Diffusion zerstreut wird, z. B. bei der Reflexion von rauhen weissen Flächen, wie Papier, beim Durchgang durch mattgeschliffene Glasplatten etc. Es erklärt sich dies durch das in §. 350 Vorgetragene, wenn man bedenkt, dass diese rauhen Flächen als zusammengesetzt aus sehr vielen kleinen spiegelnden Flächen der mannigfaltigsten Lagen aufgefasst werden können.

172 **Erklärung der Farbenerscheinungen in senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatten.** Jetzt erst können wir zur Erklärung der in §. 166 besprochenen Farbenerscheinungen, welche senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatten im polarisirten Lichte zeigen, schreiten. Diese Erklärung, welche wir Fresnel verdanken, beruht auf der Annahme, dass ein linear polarisirter Strahl beim Eintritt in die Quarzplatte in zwei circular polarisirte Strahlen von gleicher Intensität und gleicher Umlaufszeit, aber von entgegengesetzter Rotationsrichtung zerlegt wird, von denen sich der eine schneller im Krystall fortpflanzt als der andere.

Es seien z. B. A, B, C und D, Fig. 555, die Ruhelagen einer Reihe von Aethertheilchen, deren Verbindungslinie mit der Richtung der Axe der Quarzplatte zusammenfällt, so würden diese Aethertheilchen unter dem alleinigen Einfluss des links rotirenden Strahls für einen bestimmten Moment die Spirale $a\,n\,b'\,p\,c'\,r\,d'$ bilden, während sie in demselben Augenblicke unter dem alleinigen Einfluss des rechts rotirenden Strahles auf der Spirale $a\,m\,b\,p\,c\,q\,d$ liegen würden.

Unsere Figur stellt den Fall dar, dass sich der rechts rotirende Strahl in der Richtung der Krystallaxe langsamer fortpflanzt als der links rotirende. Auf dem Wege von A bis D liegen für den rechts rotirenden Strahl $1^1/_2$, für den links rotirenden 1 Wellenlänge.

Wenn aber ein Aethertheilchen gleichzeitig unter dem Einfluss zweier circular polarisirter Strahlen von gleicher Intensität und gleicher

Umlaufszeit, aber von entgegengesetzter Rotationsrichtung steht, so wird ihm eine geradlinige Oscillationsbewegung ertheilt, deren Richtung von dem Gangunterschied der beiden circular polarisirten Strahlen abhängt, wie sich aus der folgenden Betrachtung ergiebt.

Es sei o, Fig. 556, ein Aethertheilchen, welches unter dem alleinigen Einfluss eines rechts rotirenden Strahles sowohl als auch unter dem alleinigen Einfluss eines links rotirenden Strahles den Kreis $a\,m\,n\,b$ mit

Fig. 555.

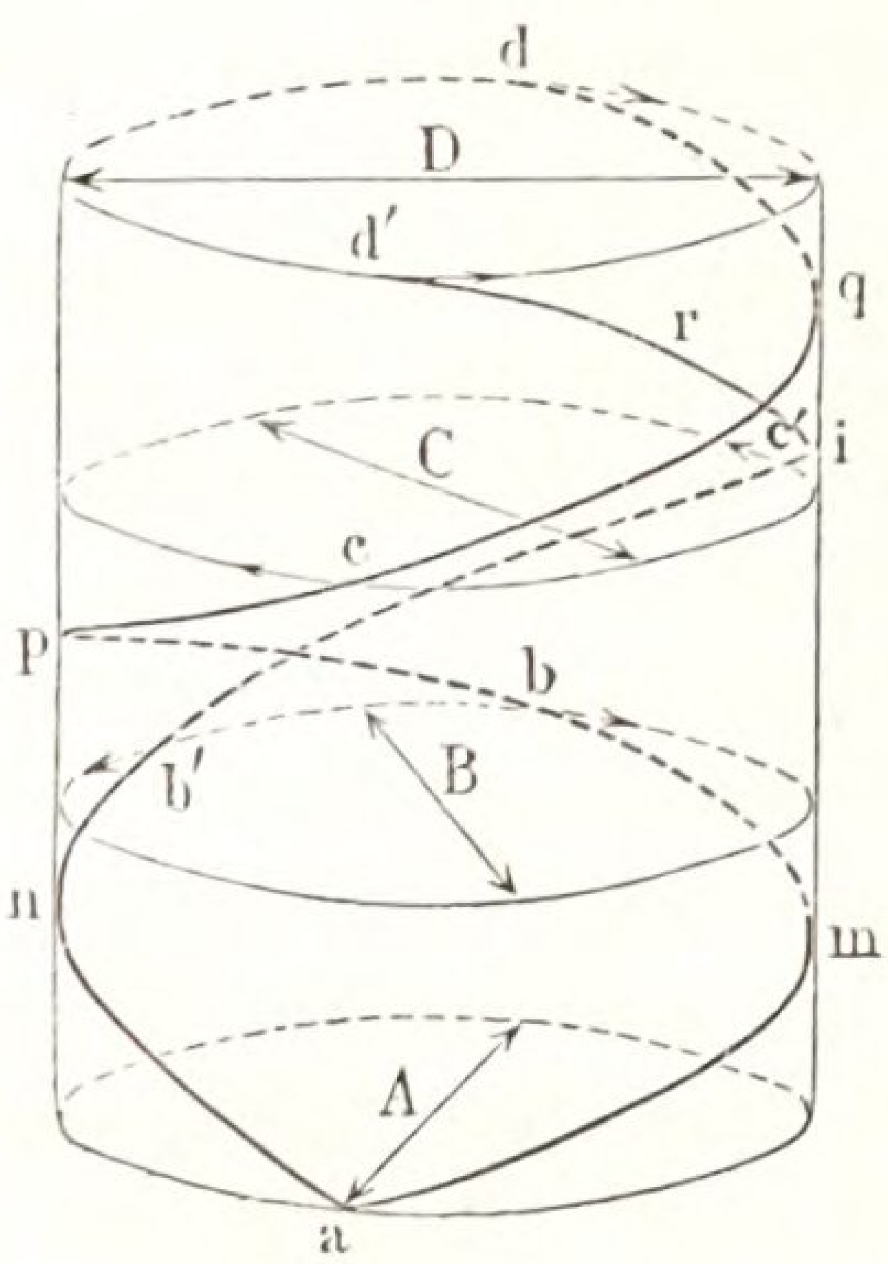
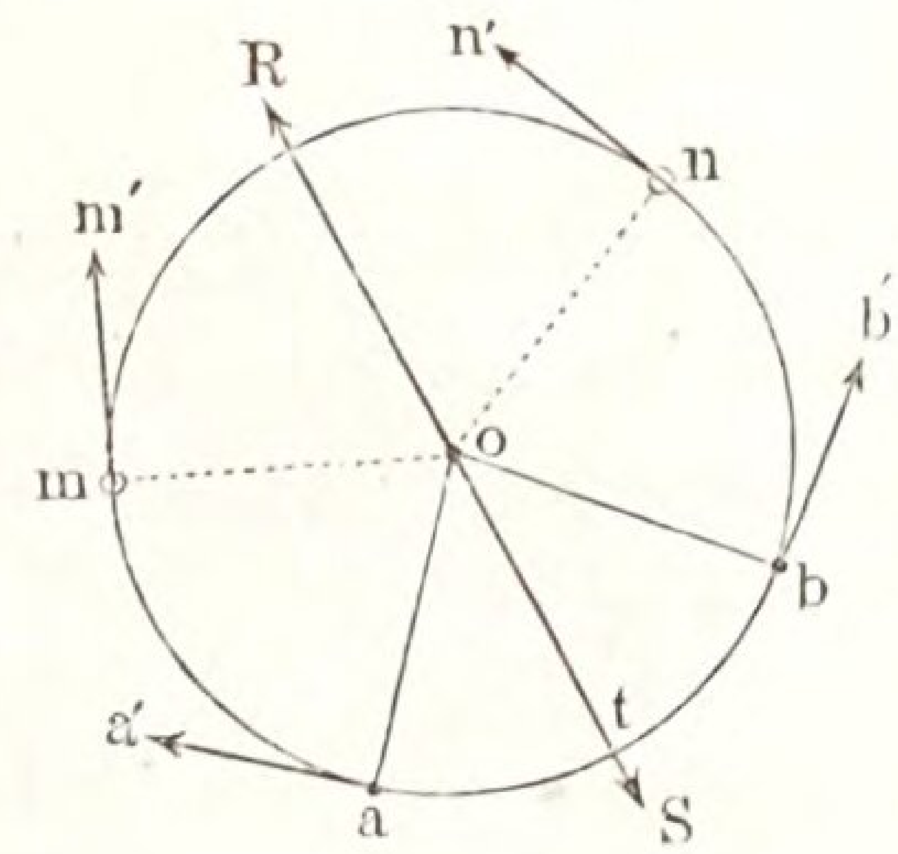


Fig. 556.



gleicher, aber entgegengesetzt gerichteter Geschwindigkeit durchlaufen würde. Es sei ferner a die Stellung, welche das Theilchen in einem bestimmten Moment unter dem alleinigen Einfluss des einen Strahles einnehmen würde, und $a\,a'$ die entsprechende tangentiale Geschwindigkeit; ebenso sei b die Stellung, welche dasselbe Theilchen in demselben Moment unter dem alleinigen Einfluss des andern Strahles mit der Geschwindigkeit $b\,b'$ passiren würde. Bei gleicher Intensität und gleicher Umlaufszeit muss nothwendig $b\,b' = a\,a'$ sein.

Unter dem gleichzeitigen Einfluss der beiden circular polarisirten Strahlen wird aber das Theilchen o in dem oben besprochenen Momente von einer Geschwindigkeit afficirt sein, welche die Resultirende der Geschwindigkeiten $a\,a'$ und $b\,b'$ ist. Die Richtung $S\,R$ dieser Resultirenden muss aber den Winkel $a\,o\,b$ halbiren, da ja $a\,a' = b\,b'$.

In einem kleinen Zeittheilchen ϑ würde nun das Aethertheilchen unter dem alleinigen Einfluss des einen Strahles von a nach m, in derselben Zeit würde es unter dem alleinigen Einfluss des andern Strahles von b nach n gelangen; den Punkt m würde es mit der tangentialen Geschwindigkeit $m\,m'$, den Punkt n aber würde es mit der gleich grossen tangentialen Geschwindigkeit $n\,n'$ passiren. Unter dem gleichzeitigen Einfluss beider Strahlen wird also das Aethertheilchen in diesem zweiten Moment von einer Geschwindigkeit afficirt sein, welche die Resultirende von $m\,m'$ und $n\,n'$ ist.

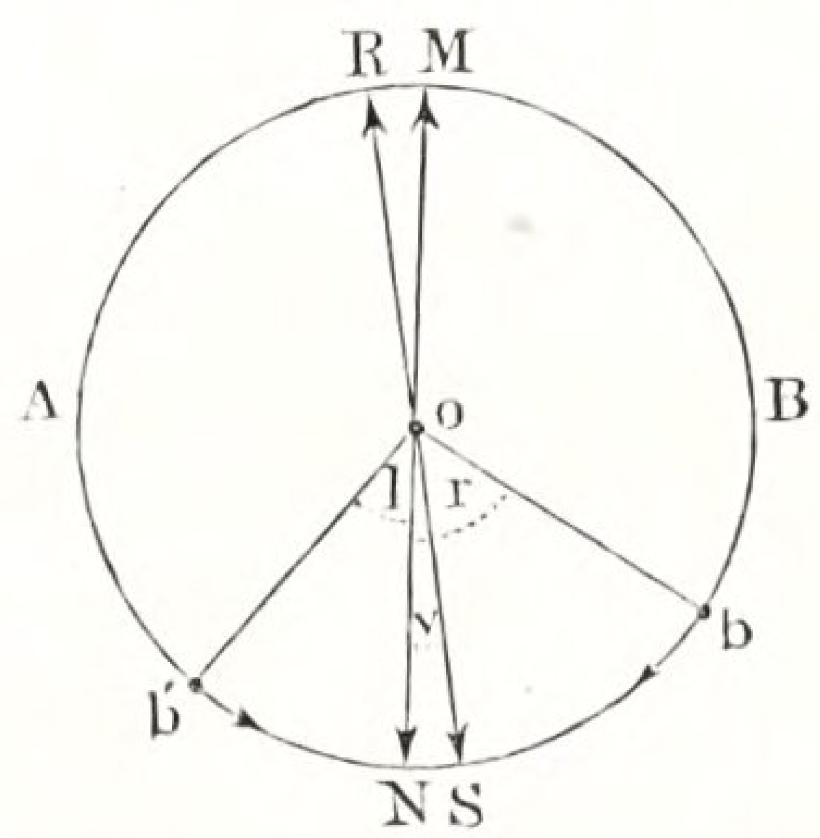
Da nun aber $a\,m = b\,n$, so lässt sich leicht darthun, dass die Tangentialgeschwindigkeiten $m\,m'$ und $n\,n'$ gleiche Winkel mit der Linie $S\,R$ machen, dass also die Richtung der Resultirenden von $m\,m'$ und $n\,n'$ mit $S\,R$ zusammenfällt.

Kurz unter dem gleichzeitigen Einfluss der beiden circular polarisirten Strahlen wird das fragliche Aethertheilchen stets von Geschwindigkeiten afficirt sein, deren Richtung in die Linie SR fällt; dasselbe wird also in der Richtung SR hin und her oscilliren müssen. Durch das Zusammenwirken der beiden entgegengesetzt rotirenden circular polarisirten Strahlen ist also ein linear polarisirter entstanden, dessen Schwingungen parallel mit SR sind.

Aus diesen Prämissen lässt sich nun leicht die Drehung der Polarisationsebene durch eine senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatte ableiten.

In Fig. 557 sei MN die zur Linie verkürzte Schwingungsebene eines linear polarisirten Lichtstrahles, dessen Richtung in o zum Punkt verkürzt erscheint. Der Kreis $NAMB$ stelle die Horizontalprojection der Bahnen dar, in welchen die Aethertheilchen innerhalb der Quarzplatte unter dem Einfluss der beiden circular polarisirten Strahlen rotiren.

Fig. 557.



Betrachten wir nun ein Aethertheilchen an der Austrittsfläche der Quarzplatte, so würde sich dasselbe bei einer gewissen Dicke der Platte in einem bestimmten Moment unter dem alleinigen Einfluss des links rotirenden Strahles in b' (zur bessern Orientirung vergl. man Fig. 555 S. 631) und gleichzeitig unter dem alleinigen Einfluss des rechts rotirenden in b befinden. Unter dem gleichzeitigen Einfluss beider Strahlen wird also das Aethertheilchen in der Richtung RS oscilliren, welche mit der Schwingungsebene MN der einfallenden Strahlen einen Winkel v macht. In dem eben betrachteten Falle erscheint also die Schwingungsebene der ursprünglich nach MN vibrirenden Strahlen durch die Quarzplatte um den Winkel v nach der Linken gedreht.

Bezeichnen wir den Winkel des Bogens bN mit r, den Winkel des Bogens $b'N$ aber mit l, so ist

$$v = \frac{r - l}{2}.$$

Bei nfacher Dicke der Quarzplatte würde ein Aethertheilchen an der Austrittsfläche in demselben Moment unter dem alleinigen Einfluss des links rotirenden Strahles um den Bogen $n . b'N$, unter dem alleinigen Einfluss des rechts rotirenden Strahles um den Bogen $n . bN$ von N entfernt sein, der Winkel V, um welchen in diesem Falle die Schwingungsebene durch die Quarzplatte gedreht erscheint, ist also

$$V = \frac{nr - nl}{2} = n . v.$$

Die Drehung der Schwingungsebene, mithin auch die Drehung der

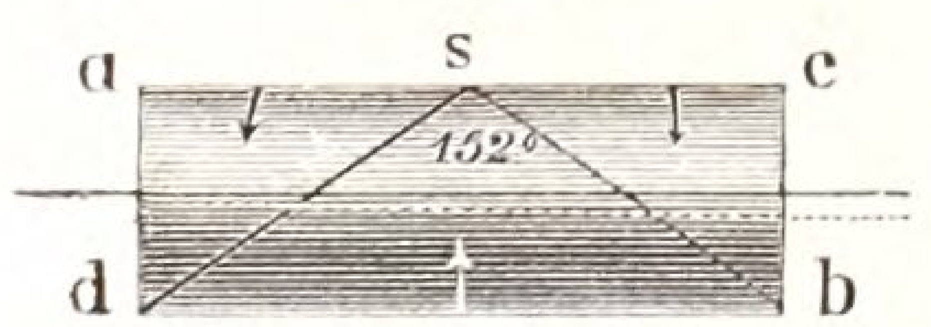
Polarisationsebene ist also (für dieselbe Farbe) der Dicke der Quarzplatte proportional.

In Fig. 555 Seite 631 erscheint die Schwingungsebene für die Dicke AB der Quarzplatte um 30°, für die Dicke AC um 60°, für die Dicke AD um 90° nach der Linken gedreht.

In dem eben besprochenen Beispiel, Fig. 555 und Fig. 557, war es der links rotirende Strahl, welcher sich mit grösserer Geschwindigkeit durch den Krystall fortpflanzt, und dem entsprechend erscheint auch die Polarisationsebene nach der Linken gedreht. Eine Drehung der Polarisationsebene nach der rechten Seite erfolgt, wenn der rechts rotirende Strahl sich schneller durch die Quarzplatte fortpflanzt.

Doppelte Brechung des Bergkrystalls in der Richtung seiner Axe. 173 Um die Richtigkeit der im vorigen Paragraphen gegebenen Erklärung der Drehung der Polarisationsebene durch senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatten zu beweisen, muss man zeigen, dass sich in der Richtung der krystallographischen Axe des Bergkrystalls wirklich zwei Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen, und dass diese Strahlen circular polarisirt sind. Fresnel hat dies in der That durch folgenden sinnreichen Apparat nachgewiesen. Der Cylinder $acbd$, Fig. 558, ist aus drei Prismen von Bergkrystall zusammengesetzt, welche sehr sorgfältig zusammengefügt sein müssen. Der brechende Winkel des mittleren Prismas beträgt 152°; die beiden brechenden Flächen ds und bs müssen gegen die Axe des Krystalls gleiche Neigung haben; die beiden Gränzflächen der äusseren Prismen, nämlich ad und cb, stehen rechtwinklig auf der Axe dieser Quarzstücke, so dass in allen drei Prismen die Axe dieselbe Richtung hat. Nehmen wir an, das mittlere Prisma sei aus einem rechts drehenden Krystalle gemacht, so müssen die beiden Endprismen aus links drehenden Krystallen gemacht sein, und umgekehrt. Lässt man nun auf dieses System von der einen Seite her einen polarisirten Strahl einfallen, so theilt er sich in zwei, welche in verschiedenen Richtungen austreten. Der Bergkrystall übt also in der Richtung seiner Axe eine doppelte Brechung aus, und diese doppelte Brechung ist also ganz anderer Art als die, welche man an anderen Krystallen und im Quarz nach anderen Richtungen beobachtet, denn die beiden austretenden Strahlen zeigen keine Spur von geradliniger Polarisation, wenn man sie mit einer Turmalinplatte oder mit einem doppeltbrechenden Prisma analysirt.

Fig. 558.



Diese merkwürdige Erscheinung beweist direct, dass sich in der Richtung der optischen Axe des Bergkrystalls zwei circular polarisirte Strahlen von entgegengesetzter Rotationsrichtung mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, und dass derjenige, welcher in rechts drehenden Krystallen der schnellere ist, sich in links drehenden langsamer

fortpflanzt. Der polarisirte Strahl, welcher an der Fläche ad eintritt, wird in zwei circular polarisirte Strahlen von entgegengesetzter Drehungsrichtung verwandelt; sie werden beim Eintritte in das mittlere Prisma nach verschiedenen Richtungen gebrochen, weil sie das erste mit verschiedener Geschwindigkeit durchlaufen haben; die Divergenz wird aber durch den Umstand vergrössert, dass derselbe Strahl, welcher im ersten Prisma der schnellere war, im zweiten der langsamere ist, und umgekehrt. Die Strahlen, welche nun schon das mittlere Prisma nach verschiedener Richtung durchlaufen haben, treten im letzten Prisma begreiflicher Weise noch mehr aus einander, und so ist es denn mit Hülfe dieser Vorrichtung möglich, die doppelte Brechung in der Richtung der optischen Axe des Bergkrystalls sichtbar zu machen, welche zu gering ist, als dass sie unmittelbar eine Trennung der Bilder hervorbringen könnte.

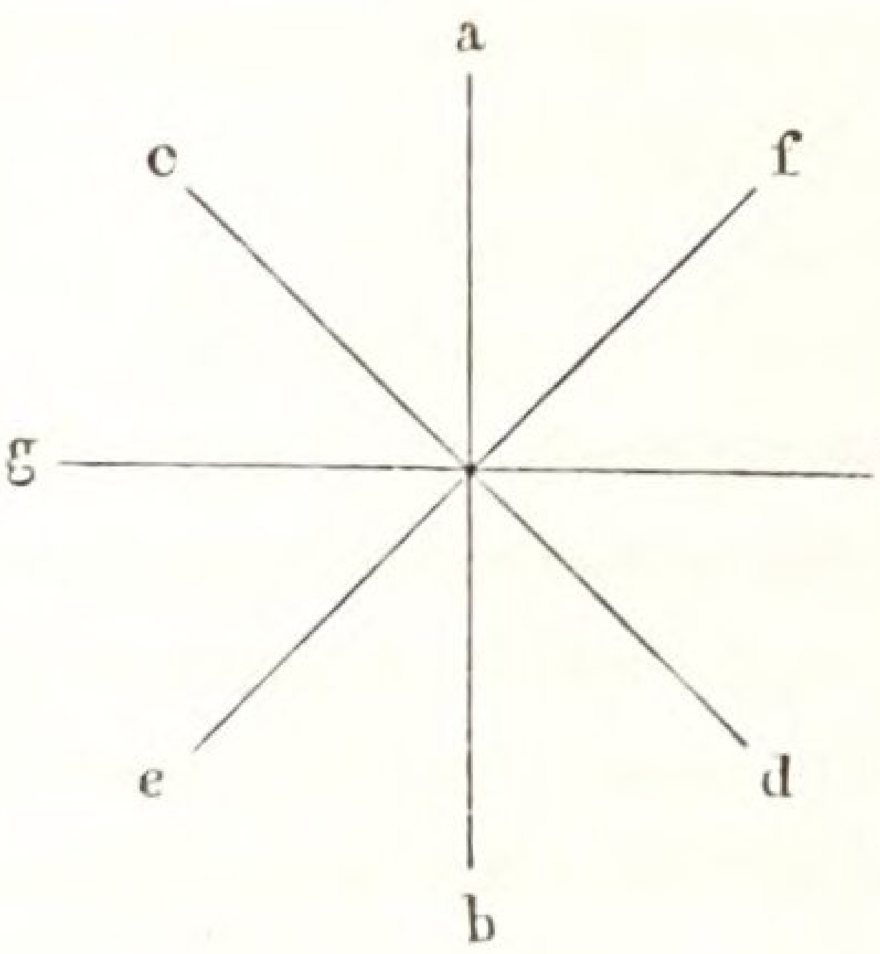
174 **Nachahmung der Farbenerscheinungen in Quarzplatten.** Legt man ein circular polarisirendes Glimmerblättchen in gehöriger Lage auf das Tischlein des Polarisationsapparates; legt man alsdann ein Gypsblättchen, welches für sich allein im polarisirten Licht farbig erscheint, so auf das Glimmerblättchen, dass die eine der Schwingungsebenen im Gypsblättchen mit der Polarisationsebene der vom unteren Spiegel kommenden Strahlen zusammenfällt, dass also die Schwingungsebenen im Gypsblättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen im Glimmerblättchen machen, so wird man natürlicher Weise bei gekreuzten Spiegeln gar keine Färbung des Gypsblättchens wahrnehmen; sobald man aber ein zweites Glimmerblättchen von derselben Dicke wie das untere so auf das Gypsblättchen legt, dass die Schwingungsebenen des oberen Glimmerblättchens mit denen des unteren zusammenfallen, so erscheint sogleich das Gypsblättchen gefärbt, und diese Färbung ändert sich, wenn man den oberen Spiegel des Apparates dreht, ganz in derselben Weise, als ob man eine senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatte im Apparate hätte. Da wir nun im Stande sind, die Erscheinungen in der Combination von Gyps- und Glimmerblättchen vollständig zu analysiren, so haben wir zugleich eine Erklärung der im Bergkrystalle beobachteten Erscheinungen.

Es sei ab, Fig. 559, die Schwingungsebene des vom unteren Polarisationsspiegel kommenden polarisirten Strahles, cd und ef die Schwingungsebenen der beiden Strahlen im Glimmerblättchen, ab und gh die beiden Schwingungsebenen im Gypsblättchen.

Der Strahl, welcher im Glimmerblättchen parallel mit cd schwingt, wird bei seinem Eintritte in das Gypsblättchen in zwei Strahlen zerlegt; die Schwingungen des einen finden in der Richtung ab, die des andern in der Richtung gh statt. Eine ähnliche Zerlegung erleidet aber auch der im Glimmerblättchen parallel mit ef schwingende Strahl bei seinem Eintritte in das Gypsblättchen; und so kommt es denn, dass sich im Gyps-

blättchen zwei Strahlen fortpflanzen, deren Schwingungen parallel mit *ab*, und zwei andere, deren Schwingungen parallel mit *gh* sind.

Fig. 559.



Die beiden parallel mit *ab* schwingenden Strahlen haben gleiche Vibrationsintensität, der eine ist aber dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt; da die beiden Strahlen nach derselben Richtung schwingen, so werden sie interferiren, sie werden durch ihr Zusammenwirken einen einzigen Strahl hervorbringen, dessen Vibrationsintensität leicht zu ermitteln ist; zu unserem Zwecke ist es aber nicht einmal nöthig, diese Vibrationsintensität zu kennen.

Auch die beiden Strahlen, welche im Gypsblättchen, parallel mit *gh* schwingend, sich fortpflanzen, haben gleiche Vibrationsintensität, und der eine ist dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt; also auch diese combiniren sich zu einem einzigen Strahle, dessen Vibrationsintensität gerade ebenso gross ist wie die des Strahles, welcher parallel mit *ab* schwingt.

Es treten also aus dem Gypsblättchen zwei rechtwinklig zu einander polarisirte Strahlen von gleicher Vibrationsintensität aus, jeder derselben wird aber durch das obere Glimmerblättchen in einen circular polarisirten Strahl verwandelt, und durch die Interferenz dieser beiden kreisförmig polarisirten Strahlen wird die beobachtete Farbenerscheinung hervorgebracht.

Der linear polarisirte Strahl, welcher, parallel mit *ab* schwingend, aus dem Gypsblättchen austritt, wird durch das obere Glimmerblättchen, dessen Schwingungsebenen *cd* und *ef* sind, ganz so in einen circular polarisirten Strahl verwandelt, wie es oben, §. 168, gezeigt worden ist. Wenn der im Glimmerblättchen parallel mit *ef* schwingende Strahl dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorauseilt, so wird die Rotation der Aethertheilchen im resultirenden Strahle von der Rechten zur Linken gehen; der linear polarisirte Strahl aber, welcher, parallel mit *gh* schwingend, das Gypsblättchen verlässt, wird durch das obere Glimmerblättchen in einen circular polarisirten Strahl von entgegengesetzter Rotationsrichtung verwandelt.

Aus dem Glimmerblättchen treten also zwei circular polarisirte Strahlen von gleicher Intensität, aber entgegengesetzter Rotationsrichtung aus; der eine dieser Strahlen ist dem andern um eine bestimmte Anzahl von Wellenlängen voraus, welche von der Dicke des Gypsblättchens abhängt.

Durch die Interferenz der beiden kreisförmig polarisirten Strahlen, welche aus dem Glimmerblättchen austreten, wird nun wieder linear

polarisirtes Licht erzeugt, dessen Schwingungsrichtung davon abhängt, wie viel Wellenlängen der eine Strahl im Gypsblättchen dem andern vorausgeeilt ist.

Diese Nachahmung der Farbenerscheinungen in senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatten ist ein neuer Beweis für die Richtigkeit der in §. 172 vorgetragenen Erklärung.

175 **Farbenringe senkrecht zur Axe geschnittener Quarzplatten.** Bei den bisher beschriebenen Farbenerscheinungen senkrecht zur Axe geschliffener Quarzplatten kamen nur solche Strahlen in Betracht, welche die Platte genau in der Richtung der optischen Axe durchlaufen hatten; wenn man aber eine solche Platte in der Turmalinzange dicht vor das Auge bringt, so dass auch solche Strahlen in dasselbe gelangen, welche die Platte in schräger Richtung durchlaufen haben, so sieht man das schöne Ringsystem Fig. 3 Taf. XI, wenn die Turmaline gekreuzt sind. Dieses Ringsystem ist demjenigen anderer einaxigen Krystalle ganz ähnlich, nur ist das schwarze Kreuz in der Mitte der Figur ganz verschwunden, und nur weiter von dem Mittelpunkte entfernt sind noch schwache Spuren desselben wahrzunehmen; in der Mitte der Figur erscheint dagegen ein farbiger kreisförmiger Fleck, dessen Färbung von der Dicke der Platte abhängt; es ist dies die Farbe, welche die Quarzplatte zwischen den gekreuzten Spiegeln des Polarisationsapparates zeigt, denn dort sieht man ja nur den centralen Theil der Figur.

Descloizeaux hat die interessante Entdeckung gemacht (Compt. rend. T. XLIV), dass die Krystalle des Zinnobers die Erscheinungen der Circularpolarisation ganz in gleicher Weise zeigen, wie die Quarzkrystalle. Die Krystalle des Zinnobers gehören gleichfalls dem drei- und einaxigen Systeme an und die senkrecht zur Axe geschliffenen Platten zeigen in dem Nörrenberg'schen Polarisationsapparat das Ringsystem, Fig. 3 Taf. XI, ganz in gleicher Weise wie die senkrecht zur Axe geschliffenen Quarzplatten, wenn man sie durch ein rothes Glas betrachtet. Ebenso wie beim Bergkrystall sind auch rechts- und linksdrehende Zinnoberkrystalle zu unterscheiden.

Auch beim schwefelsauren Strychnin hat Descloizeaux die Erscheinungen der Circularpolarisation beobachtet. V. v. Lang entdeckte, dass das schwefelsaure Aethylendiamin, welches tetragonal krystallisirt, sowohl rechts als links drehende Krystalle liefere, ohne hemiedrische Flächen zu zeigen.

Legt man zwei senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatten von vollkommen gleicher Dicke auf einander, von denen die eine rechts-, die andere links drehend ist, so zeigen diese zusammen zwischen den gekreuzten Turmalinen das ganz eigenthümliche Ringsystem Fig. 4 Taf. XI, welches eine Combination von runden Ringen mit vier von der Mitte ausgehenden Spiralen ist.

Zur Beobachtung dieser Ringsysteme ist das auf S. 566 besprochene Nörrenberg'sche Linsensystem ganz besonders geeignet.

Diese Erscheinung lässt sich auch mit einer einzigen Quarzplatte schon hervorbringen, wenn man sie auf den horizontalen Spiegel des Nörrenberg'schen Polarisationsapparates legt und darüber, ungefähr in der Entfernung ihrer Brennweite, eine Sammellinse befestigt. Die Lichtstrahlen durchlaufen hier den Krystall zweimal; einmal nämlich, ehe sie auf den horizontalen Spiegel treffen, und dann, nachdem sie von demselben reflectirt worden sind; wenn die Strahlen nach ihrem ersten Durchgange durch die Platte von dem Spiegel reflectirt worden sind, so verhalten sie sich gerade ebenso, als hätten sie eine Platte von entgegengesetzter Drehungsrichtung durchlaufen.

Drehung der Polarisationsebene in Flüssigkeiten und Gasen. Apparate zur genauen Messung derselben. Während es nur wenige feste Körper giebt, welche die oben beschriebenen Erscheinungen der Circularpolarisation zeigen, hat Biot diese Eigenschaft bei mehreren Flüssigkeiten entdeckt und ist zu folgenden Resultaten gelangt: 176

Linksdrehende Flüssigkeiten, also solche, welche die Polarisationsebene von der Rechten zur Linken drehen, sind: französisches Terpentinöl (aus Pinus Abies und Pinus Picea gewonnen), Kirschlorbeerwasser, Lösungen von arabischem Gummi, Inulin, Amygdalin, Chinin, Morphin, Strychnin, Nicotin etc.

Rechtsdrehende Flüssigkeiten sind unter anderen: deutsches (meist in Oesterreich aus Pinus silvestris und Pinus austriaca gewonnenes) Terpentinöl, amerikanisches Terpentinöl (zum grossen Theil von Pinus Strobus stammend). Citronenöl, wässerige Lösungen von Rohrzucker und Traubenzucker, Auflösungen von Kampher in Alkohol, Dextrin, Auflösungen von Weinsäure und mehrere andere.

Die meisten ätherischen Oele besitzen die Eigenschaft der Circularpolarisation, und es kann dieselbe in manchen Fällen als ein Prüfungsmittel auf ihre Reinheit benutzt werden. Nach J. Frank's Versuchen beträgt die Grösse der Drehung in einer 5 cm langen Röhre bei Anwendung von gelbem Licht für

Ol. aurant. dulce . . .	+ 45°	Ol. Piperis	— 1·5
„ „ amarum . .	+ 38	„ Rosarum	— 2·9
„ Carvi	+ 40	„ Lavendulae	— 3·3
„ Citri	+ 31	„ Absynthii	— 6·3
„ Teribenth. amer. . .	+ 8·5	„ Cubebarum	— 17
„ „ germ. . .	+ 8·5	„ Tereb. gall.	— 17
„ Bergamottae . . .	+ 6·5	„ Templinum	— 36

Die rechtsdrehenden Flüssigkeiten sind mit +, die linksdrehenden sind mit — bezeichnet.

Das Drehungsvermögen dieser Flüssigkeiten ist weit schwächer als das des Bergkrystalls, d. h. eine Quarzplatte von geringer Dicke bringt dieselben Erscheinungen hervor, wie eine flüssige Säule von ziemlich bedeutender Höhe; eine Quarzplatte zeigt z. B. dieselben Farben wie eine 68 mal höhere Säule Terpentinöl; da aber dünne Quarzplatten nur wenig brillante Farben zeigen, so ist klar, dass schon eine Terpentinölsäule von ziemlich bedeutender Höhe erforderlich ist, um die Farbenerscheinungen recht deutlich beobachten zu können. Das Drehungsvermögen des Citronenöls ist stärker als das des Terpentinöls, denn eine Säule von Citronenöl zeigt dieselben Farben, wie eine doppelt so hohe Säule von Terpentinöl.

Auch im Dampf des Terpentinöls hat Biot die Eigenschaft der Kreispolarisation nachgewiesen; um aber hier die Erscheinung wahrnehmen zu können, muss man natürlich noch ungleich längere Röhren anwenden als bei Flüssigkeiten.

Um die Natur der Circularpolarisation einer Flüssigkeit vollständig zu bestimmen, ist auszumitteln, ob sie rechts- oder linksdrehend ist und wie viel Grade der Drehungsbogen beträgt, um welchen bei einer gegebenen Höhe der flüssigen Säule die Polarisationsebene der verschiedenfarbigen Strahlen gedreht wird. Wir werden in einem späteren Paragraphen hierauf zurückkommen und hier zunächst die experimentellen Hülfsmittel hierzu näher kennen lernen.

Zur Beobachtung der Kreispolarisation in Flüssigkeiten kann in Ermangelung anderer Instrumente der Nörrenberg'sche Polarisationsapparat dienen, zu dessen Analyseur man am zweckmässigsten ein Nicol'sches Prisma anwendet. Die Flüssigkeiten werden zu diesem Zwecke in eine oben offene, unten durch eine ebene Glastafel verschlossene Glasröhre gegossen und diese dann auf das mittlere Tischchen des Apparates gestellt. Der untere Theil dieser Röhre mit ihrer Fassung und der sie verschliessenden Glasplatte ist Fig. 560 ungefähr in $1/2$ der natürlichen Grösse im Durchschnitte dargestellt; die Röhre muss so lang sein, als es der Abstand des Tischleins und des Nicols irgend erlaubt. Es ist gut, wenn die Röhre graduirt ist, so dass man stets unmittelbar die Höhe der flüssigen Säule ablesen kann. Damit die Farbenerscheinung möglichst lebhaft wird, muss der Zutritt von fremdem Lichte abgehalten werden, was am leichtesten dadurch geschieht, dass man die Glasröhre mit einem hohlen Cylinder von schwarzem Tuch umgiebt und auch den Fuss der Röhre mit schwarzem Tuch belegt.

Fig. 560.

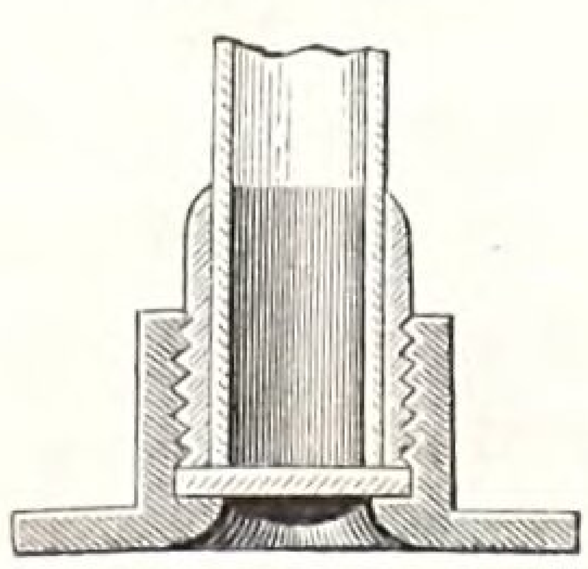
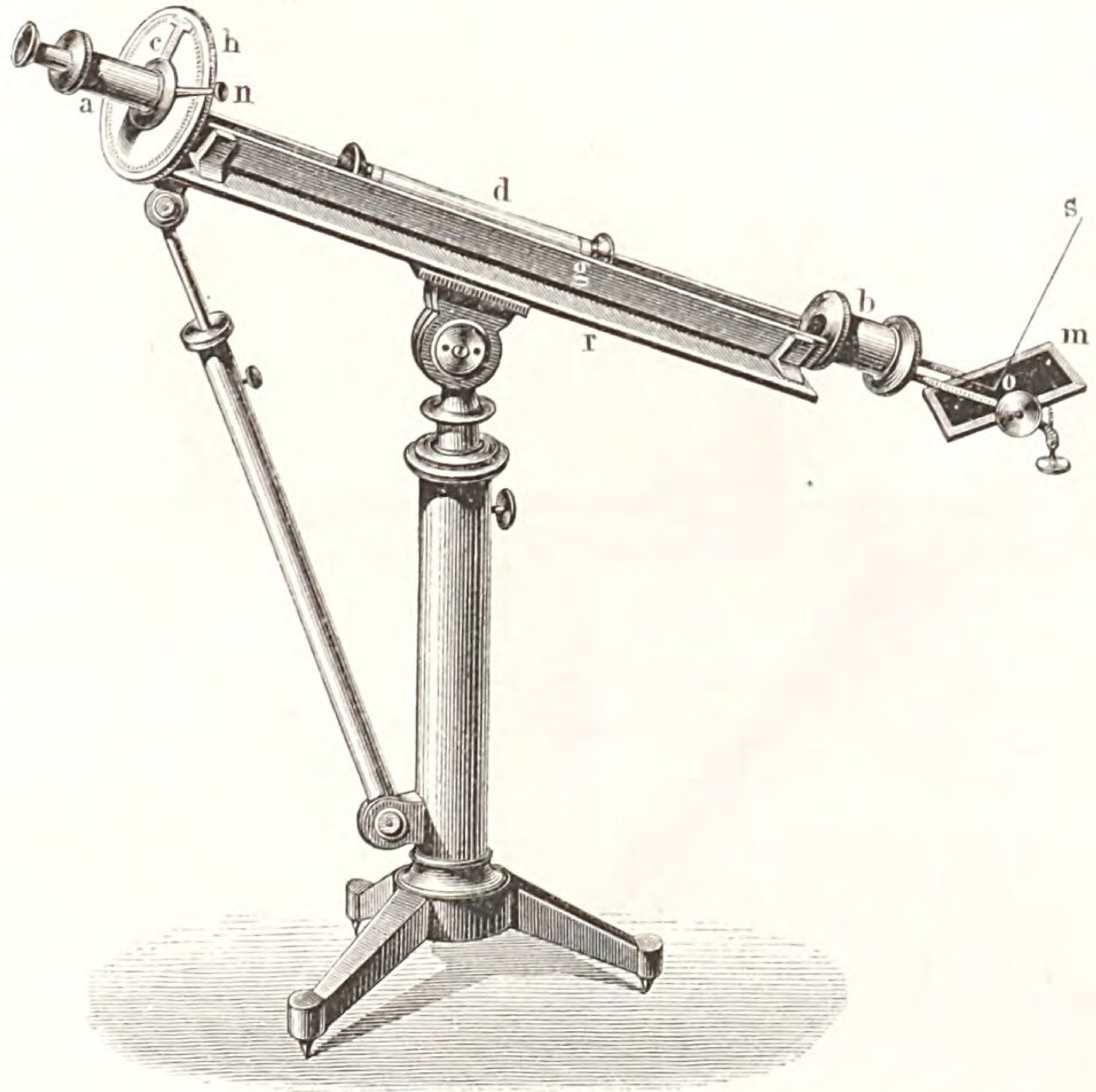


Fig. 561 stellt den Apparat dar, dessen sich Biot zur Untersuchung der Circularpolarisation in Flüssigkeiten bediente. Die zu untersuchende Flüssigkeit ist in der an beiden Enden mit Glasplatten geschlossenen

Röhre *d* enthalten, zu deren Aufnahme die Rinne *g* dient. Am einen Ende der Rinne *g* ist das kurze Rohr *b* befestigt, am anderen Ende der-

Fig. 561.



selben befindet sich das Rohr *a*. Die Axen von *a*, *d* und *b* fallen in eine gerade Linie zusammen.

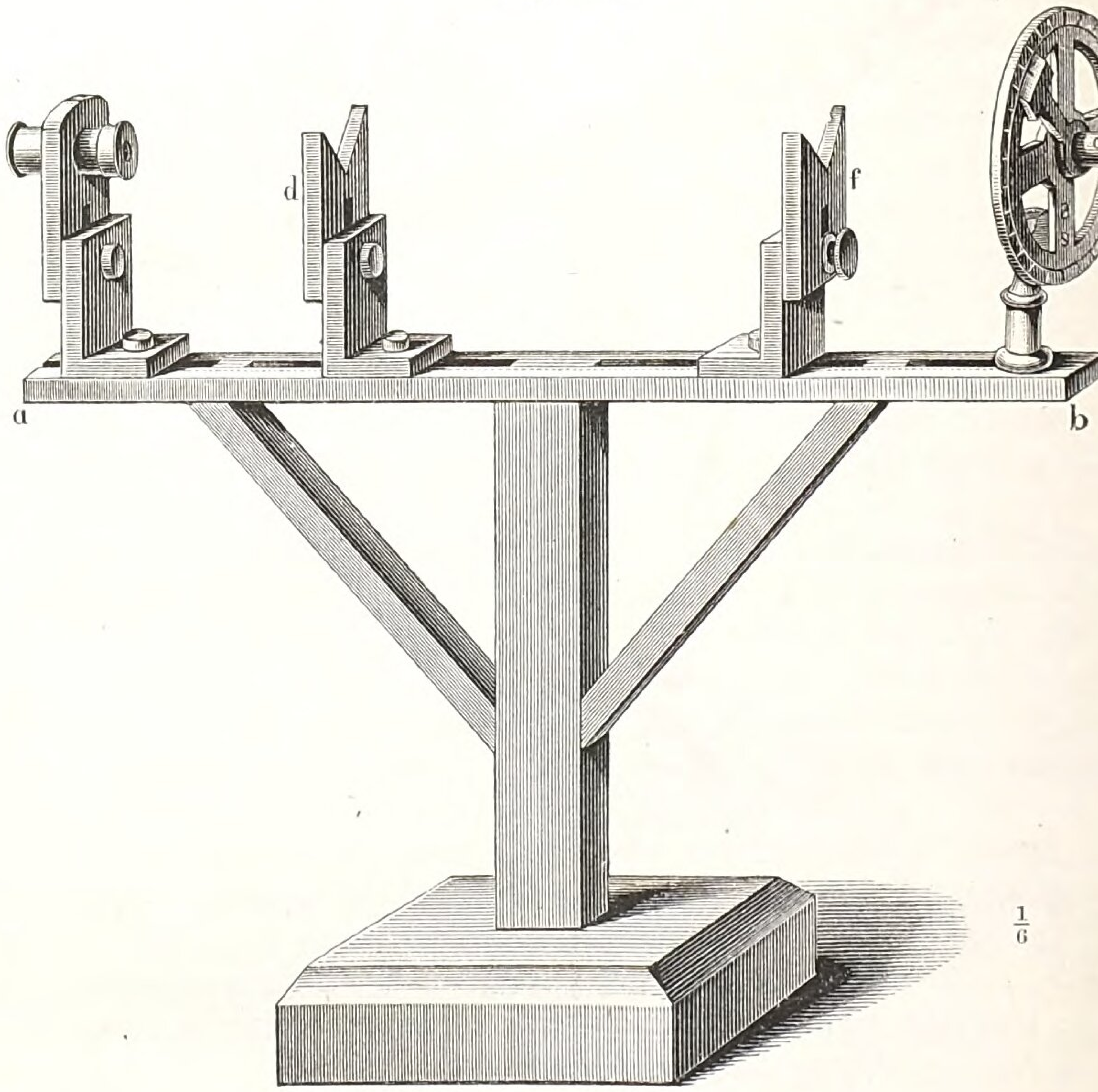
Der aus schwarzem Glase verfertigte Polarisationsspiegel *m* wird so gestellt, dass die von ihm reflectirten Strahlen die Richtung der Axen der Röhren *b*, *d* und *a* verfolgen. Die Röhre *a* enthält als Analyseur ein achromatisirtes doppeltbrechendes Prisma oder auch ein Nicol'sches Prisma.

Die Röhre *a* ist sammt dem Analyseur, welchen sie enthält, um ihre Axe drehbar, und die Grösse der Drehung wird auf dem getheilten Kreise *h* abgelesen.

Fig. 562 (a. f. S.) stellt einen andern zur Beobachtung der Circularpolarisation in Flüssigkeiten von Jolly möglichst einfach construirten Apparat dar, welcher auch benutzt werden kann, um die durch den galvanischen Strom hervorgebrachte Drehung der Polarisationsebene zu beobachten, von welcher im dritten Bande die Rede sein wird. Ein massives Holzgestell trägt eine 50 cm lange, 2 cm dicke und $3\frac{1}{2}$ cm breite, zum Theil in der Mitte mit einer breiten Spalte versehene Leiste *ab*. An dem einen Ende derselben befindet sich ein verticaler Theilkreis, dessen Ebene rechtwinklig steht auf der Längsrichtung der Leiste. In der Mitte dieses Theilkreises steht in einer Hülse, die sich zugleich mit

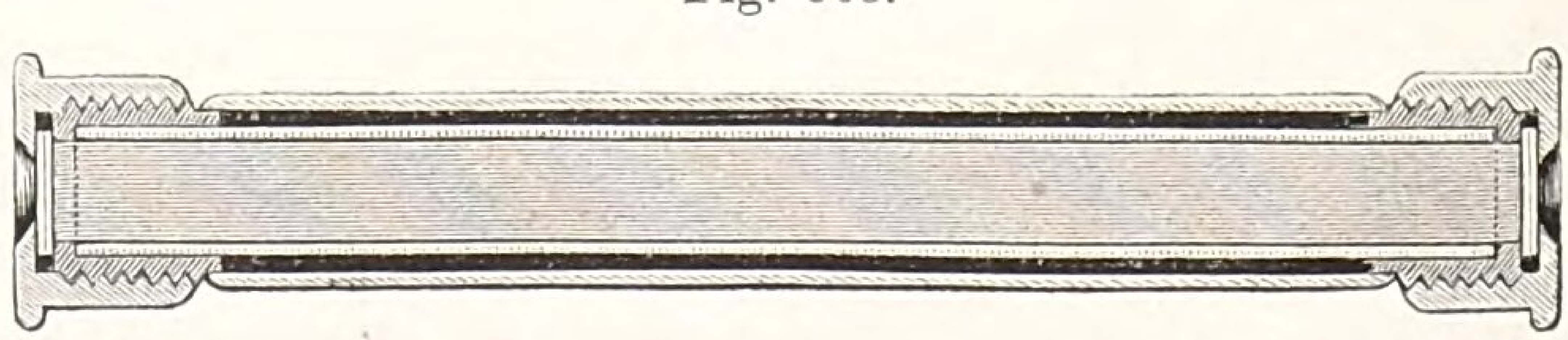
dem Nonius dreht, das Nicol'sche Prisma *c*. Diesem gegenüber, am andern Ende der Leiste, ist ein zweites Nicol'sches Prisma angebracht, welches möglichst gross sein muss. Man kann es nach Belieben höher

Fig. 562.



und tiefer stellen und seinen Träger auch um eine verticale Axe drehen, so dass man seine Axe leicht parallel mit den Kanten der Leiste *ab* und in die Verlängerung der Axe des Nicols *c* bringen kann.

Fig. 563.



Die Röhre, welche die zu untersuchende Flüssigkeit enthält, wird auf die Träger *d* und *f* gelegt, die man nach Belieben höher und tiefer stellen, richten und verschieben kann.

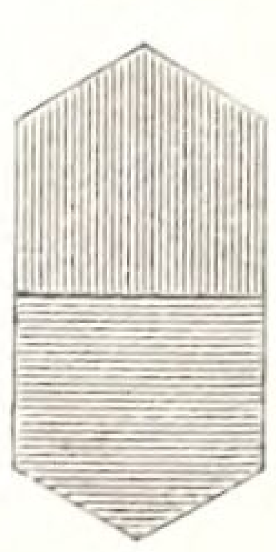
Fig. 563 stellt eine solche Röhre im Durchschnitt dar. Die Glasröhre, welche die Flüssigkeit aufnimmt, ist, zur Abhaltung des fremden Lichtes, mit einer Hülse von Holz oder Messingblech umgeben. — Der Durchmesser der inneren Röhre beträgt 7 bis 14 mm. In unserer Zeichnung ist der Durchmesser der Röhre zu gross im Verhältniss zur Länge.

Da die drehende Kraft der Flüssigkeiten meist ziemlich gering ist, so muss man dafür sorgen, dass auch noch die geringsten Drehungen merklich gemacht werden. Pouillet erreichte dies durch die von Soleil construirte doppelte Quarzplatte (double plaque). Sie besteht aus zwei senkrecht zur Axe geschnittenen, neben einander gekitteten Quarzplatten, von denen die eine rechts-, die andere linksdrehend ist. Das letzte Abschleifen und Poliren geschieht natürlich erst nach dem Zusammenkitten, so dass beide Hälften vollkommen gleich dick sind.

Fig. 564 stellt eine solche doppelte Platte dar; die rechtsdrehende und die linksdrehende Hälfte sind durch die Schraffirung unterschieden.

Nach den Auseinandersetzungen von Seite 599 erscheinen die beiden Hälften einer solchen Platte vollkommen gleich gefärbt, wenn sie sich zwischen parallelen oder zwischen gekreuzten Spiegeln befindet.

Fig. 564.



Dreht man den Zerleger aus dieser Lage heraus, so erscheinen die beiden Hälften ungleich gefärbt.

Wenn nun schon eine ganz geringe Drehung des Zerlegers dadurch merklich werden soll, dass die Färbung der beiden Hälften ungleich wird, so ist es keineswegs gleichgültig, welche Dicke die Platte hat. Die geeignetste Dicke ist 3·75 mm; bei dieser Dicke der Doppelplatte erscheint sie zwischen parallel gestellten Nicols purpurviolett, ein Farbenton, welcher vorzugsweise durch die äussersten Strahlen des Spectrums gebildet wird, während Gelb demselben ganz fehlt. Dieser Farbenton, welcher die Uebergangsfarbe, empfindliche Farbe (teinte de passage, couleur sensible) genannt wird, hat die Eigenschaft, sehr rasch in Blau oder Roth überzugehen, so dass schon bei einer ganz geringen Drehung des Ocularnicols die eine Hälfte der Platte eine röthliche, die andere eine bläuliche Färbung annimmt.

Die Erklärung dieser Empfindlichkeit ergiebt sich leicht aus der Betrachtung der Fig. 534. Bei der rechtsdrehenden Hälfte geht, wenn man das Ocularnicol nach der Rechten dreht, die Färbung rasch ins Roth über, weil das Roth dabei zu-, das Blau abnimmt; in der linksdrehenden Hälfte nimmt bei gleicher Drehung des Nicols das Roth ab und das Blau zu. Diese Veränderungen in der Intensität des blauen und rothen Lichtes werden aber hier gleich merklich, weil das Gelb fehlt, welches geringe Veränderungen in den blauen und rothen Tönen ganz verdecken würde, wenn es in voller Stärke vorhanden wäre.

Dieselbe 3·75 mm dicke Doppelplatte erscheint gelb zwischen gekreuzten Nicols. Hier muss man das Ocularnicol schon bedeutend wei-

ter drehen, wenn die Ungleichheit in der Färbung der beiden Hälften der Platten merklich werden soll.

Befindet sich die 3·75 mm dicke Doppelplatte zwischen parallelen Nicols, so wird, wenn man ausser derselben noch einen schwach rechts- oder schwach linksdrehenden Körper zwischen die Nicols einschiebt, der Effect fast ganz derselbe sein, als ob man das Ocularnicol nach der Linken oder nach der Rechten gedreht hätte. Man muss nun das Ocularnicol nach der Rechten oder nach der Linken drehen, um die Gleichheit der Färbung wieder herzustellen.

Der Winkel, um welchen man das Ocularnicol drehen muss, um die Gleichheit der Färbung in beiden Hälften der Doppelplatte wieder herzustellen, ist die Grösse, um welche der eingeschobene Körper die gelben Strahlen dreht.

In dem Apparat Fig. 562 (S. 640) wird die doppelte Platte am besten dadurch angebracht, dass man sie mittelst Kork in eine Messinghülse fasst, welche an das erste Nicol angeschoben wird, und zwar an die Seite, welche dem Ocularnicol zugewandt ist.

Wenn die Drehung der Polarisationsebene in demjenigen Körper, welcher sich mit der doppelten Platte zwischen den beiden Nicols befindet, bedeutender wird, so ist es bei einfallendem weissen Licht nicht mehr möglich, durch Drehung des Ocularnicols die Gleichheit der Farben in den beiden Hälften der doppelten Platte wieder herzustellen, wie sich aus den Gesetzen der Circularpolarisation leicht nachweisen lässt; in diesem Falle bedarf man aber auch der doppelten Platte gar nicht mehr, um die Erscheinungen der Circularpolarisation mit genügender Schärfe beobachten zu können.

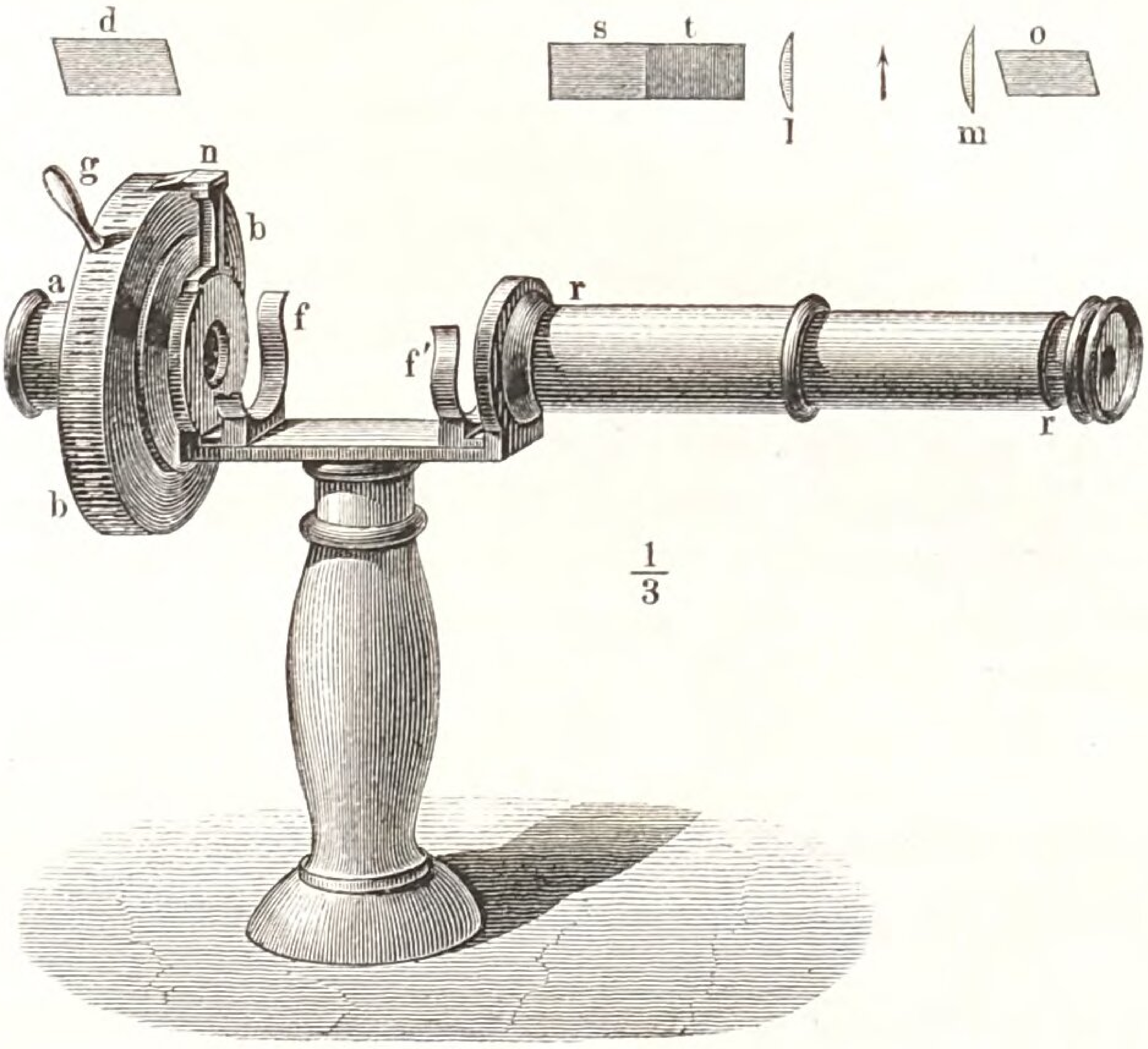
Mit bestem Erfolg hat Wild das Princip des Savart'schen Polariskops (S. 594) benutzt, um einen Apparat zu construiren, welcher die geringste Drehung der Polarisationsebene merklich macht, und den er Polaristrobometer nennt.

In Fig. 565 ist das Wild'sche Instrument dargestellt. Das Rohr *rr*, welches in das Stativ festgeschraubt ist, enthält zunächst zwei gekreuzte, unter 45° zur optischen Axe geschnittene 20 mm dicke Quarzplatten *s* und *t*, deren feines Streifensystem im polarisirten Lichte mit einem schwach vergrössernden astronomischen Fernrohr (Objectiv *l* 33 mm, Ocular *m* 24 mm Brennweite), in welchem sich an der Stelle des kleinen Pfeils ein Fadenkreuz befindet, betrachtet wird. Vor dem Ocular *m* befindet sich ein Nicol'sches Prisma *o*, dessen Schwingungsebene einen Winkel von 45° mit den beiden aus *t* austretenden Strahlen macht. Behufs der Beobachtung muss das Ocularrohr so weit ausgezogen werden, dass man das Fadenkreuz scharf sieht.

Am andern Ende des Apparates befindet sich ein kurzes Rohr *a*, dessen Axe die Verlängerung der Axe des Rohres *rr* bildet. In *a* befindet sich ein Nicol'sches oder Foucault'sches Prisma *d*. Die Hülse *a* bildet ein Ganzes mit der am äusseren Umfange getheilten Trommel *b*,

welche mittelst des Handgriffes *g* sammt dem in *a* befindlichen Nicol um ihre Axe gedreht werden kann. Die Grösse der Drehung kann an dem Nonius *n* abgelesen werden.

Fig. 565.



Hat man die Trommel sammt dem Nicol *d* so gestellt, dass die Schwingungsebene von *d* der des Nicols *o* parallel ist oder rechtwinklig auf ihr steht, so zeigen sich die Streifen des Plattenpaares *s t* in grösster Stärke und zwar mit farbigen Säumen bei Anwendung weissen Lichtes, dagegen als scharfe dunkle Streifen in homogenem Lichte, wie die Fig. 566 darstellt, dagegen verschwinden sie vollständig und es bleibt im Gesichtsfeld nur mehr das Fadenkreuz sichtbar, wenn das Nicol *d* aus der eben besprochenen Lage um 45° gedreht wird, so dass die Schwingungsebene von *d* zusammenfällt mit der Schwingungsebene des einen der beiden Strahlen in der Quarzplatte *s*.

Fig. 566.



Diese Stellung des Nicols *d*, für welche die Streifen des gekreuzten Plattenpaares *s t* vollständig verschwinden, wollen wir die Anfangsstellung nennen.

Dreht man die Trommel *b* mit dem Nicol *d* nur im mindesten aus dieser Anfangsstellung heraus, so werden die Streifen sogleich wieder sichtbar und zwar werden sie um so kräftiger, je weiter man dreht.

Befindet sich das Nicol *d* in seiner Anfangsstellung, so werden die Streifen der gekreuzten Quarzplatten sogleich wieder sichtbar, wenn

man zwischen die Federn f und f' ein an beiden Enden geschlossenes Rohr einschiebt, welches mit einer circularpolarisirenden Flüssigkeit gefüllt ist.

Durch die eingeschobene Flüssigkeitssäule wird die Polarisationsebene der aus dem Nicol d kommenden Strahlen um den Winkel x gedreht, man muss also das Nicol d um den Winkel x nach links oder nach rechts drehen, um die Streifen wieder zum Verschwinden zu bringen.

Wenn die Drehung der Polarisationsebene durch die eingeschobene Flüssigkeitssäule etwas gross (etwa über 5°) ist, so gelingt es nicht mehr, bei Anwendung von weissem Licht die Streifen zum Verschwinden zu bringen, weil eben die Drehung der Polarisationsebene nicht für alle Farben dieselbe ist; in solchem Falle ist es zweckmässiger, mit homogenem Licht zu arbeiten, und zwar am besten im dunklen Zimmer mit einer durch Kochsalz gelb gefärbten Weingeist- oder Gasflamme.

Die Einstellung auf das Verschwinden der Streifen lässt sich mit weit grösserer Sicherheit und Schärfe ausführen, als die auf Gleichheit der Färbung der beiden Hälften der oben besprochenen Doppelplatte von Quarz. Deshalb gewährt die Wild'sche Vorrichtung bei gleicher Röhrenlänge grössere Genauigkeit, bei gleicher Genauigkeit kann man aber weit kürzere Röhren in Anwendung bringen, was namentlich dann von grossem Vortheil ist, wenn die zu bestimmende Flüssigkeit nicht ganz farblos ist.

Bei dem in Fig. 565 abgebildeten kleineren Wild'schen Saccharimeter sind die Röhren 5 cm lang, also viermal kürzer als bei dem Soleil'schen. (Näheres siehe in der Schrift: „Ueber ein neues Polaristrobometer" von Prof. Wild, Bern 1865.)

177 **Saccharimeter.** Die Circularpolarisation hat auch eine technische Bedeutung gewonnen, seit man sie in Anwendung gebracht hat, um den Zuckergehalt des Syrups und anderer zuckerhaltiger Flüssigkeiten zu bestimmen. Man hat zu diesem Zweck besondere Apparate construirt, welche den Namen Saccharimeter führen.

Mitscherlich's Saccharimeter ist im Wesentlichen nach dem Princip des Apparates Fig. 562 construirt, sei es nun mit oder ohne doppelte Quarzplatte. Die Röhre hat eine Länge von 200 mm. Bei dieser Röhrenlänge beträgt die Drehung der Polarisationsebene (nach rechts) für jedes Gramm Rohrzucker, welches in 100 g Wasser enthalten ist, 0·75°. Beträgt also für eine gegebene Zuckerlösung die Grösse der Drehung (für gelbes Licht) x-Grade, so enthält dieselbe x . 0·75 g Zucker auf 100 g Wasser.

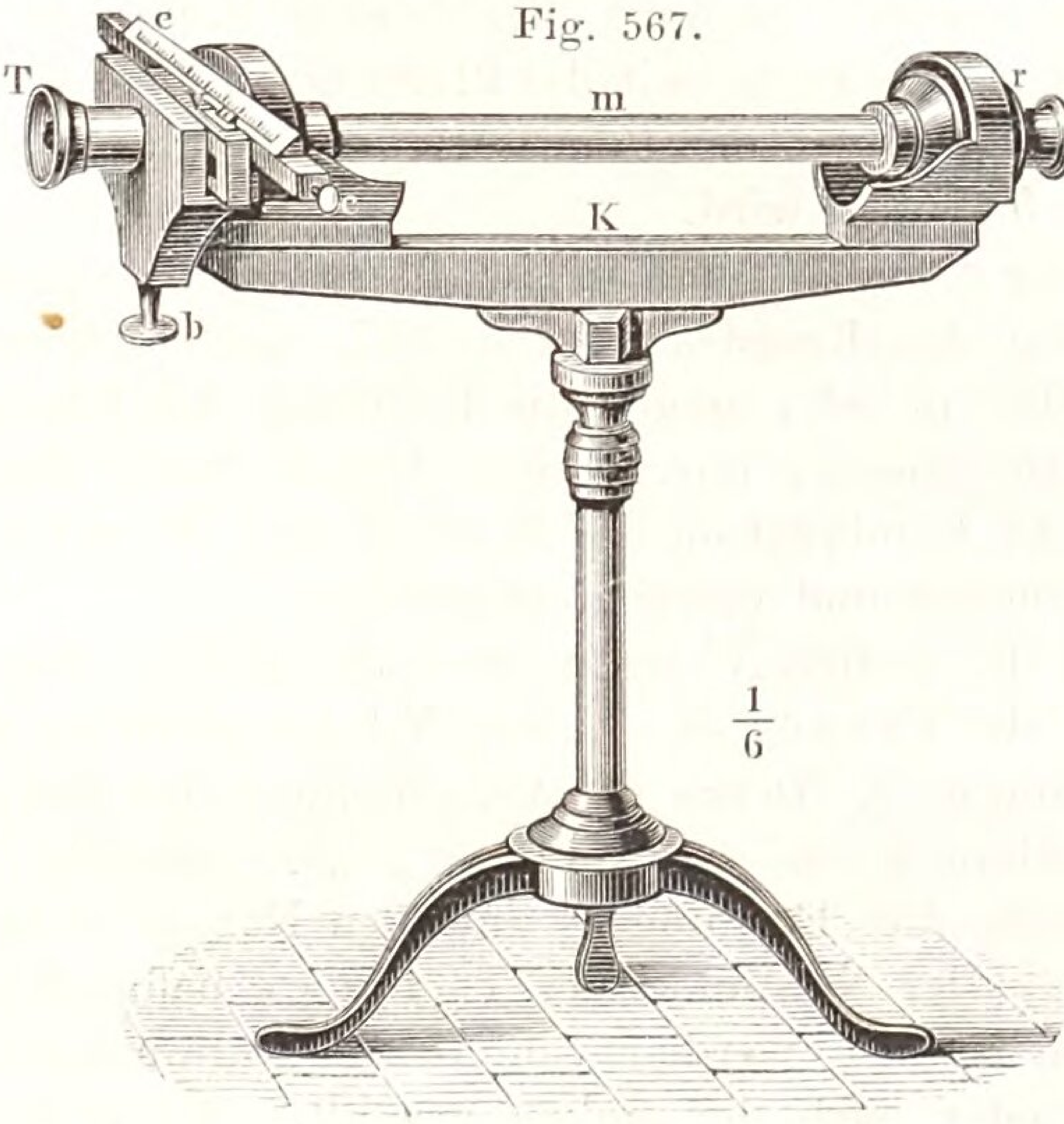
Für ein Wild'sches Saccharimeter mit 50 mm langer Röhre entspricht demnach jedem Grad Drehung ein Zuckergehalt von 4 . 0·75, also von 3 g Zucker auf 100 g Wasser.

Beim Soleil'schen Saccharimeter dagegen wird nicht die Drehung der Polarisationsebene gemessen, welche die Zuckerlösung hervorbringt,

sondern es wird die Dicke einer senkrecht zur Axe geschliffenen Quarzplatte ermittelt, deren Circularpolarisation gleich ist derjenigen, welche die zu prüfende Zuckerlösung hervorbringt.

Fig. 567 stellt das Soleil'sche Saccharimeter dar. Das Licht einer Argand'schen Lampe fällt durch ein in der Röhre S befindliches

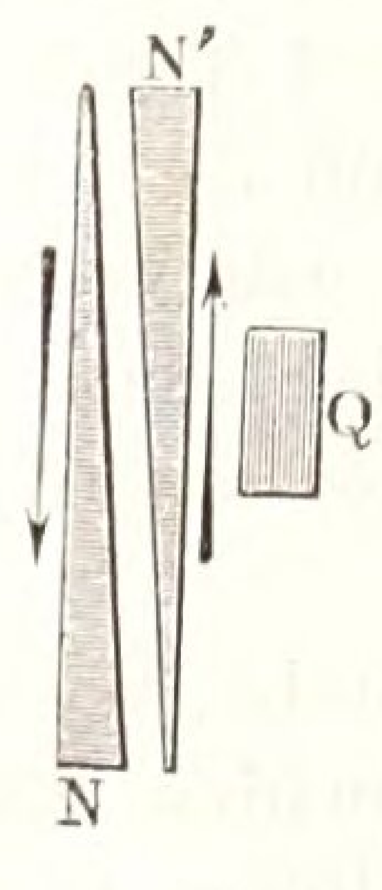
Fig. 567.



achromatisirtes Doppelspathprisma, welches den gewöhnlich gebrochenen Strahl auf die Seite lenkt, in den Apparat ein, geht alsdann durch die bei r befindliche doppelte Quarzplatte und durch die in der Röhre m enthaltene Zuckerlösung hindurch. In der Röhre bei T endlich ist das als Analyseur dienende Doppelspathprisma enthalten, welches bei diesem Apparat nicht um seine Axe gedreht wird, sondern so gestellt ist, dass seine Schwingungsebene mit der des Prismas bei S parallel ist.

Zwischen der Röhre m und dem Analyseur bei T befindet sich nun eine eigenthümliche aus keilförmigen Quarzplatten construirte Compensationsvorrichtung, welche wir nun genauer betrachten müssen.

Fig. 568.



Die aus dem Rohre m austretenden Strahlen durchlaufen zunächst eine einfache senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatte Q, Fig. 568, von beliebiger Dicke und von beliebiger Rotationsrichtung; auf diese Platte folgen aber zwei Quarzkeile, N und N', deren äussere Flächen gleichfalls rechtwinklig zur Krystallaxe sind, und deren Rotationsrichtung der der Platte Q entgegengesetzt ist, so also dass die beiden Keile N und N' linksdrehend sind, wenn Q rechtsdrehend ist.

Die beiden Keile N und N' bilden also zusammen eine Quarzplatte, deren parallele Oberflächen senkrecht

zur Axe sind, deren Dicke aber variabel ist, je nach dem man sie mehr oder weniger über einander schiebt. Dieser Soleil'sche Compensator aus Quarzplatten darf nicht mit dem Babinet'schen (S. 612) verwechselt werden. Bei letzterem liegen ja die optischen Axen senkrecht auf einander, aber parallel mit den Platten, beim Soleil'schen dagegen steht die optische Axe senkrecht auf beiden Platten.

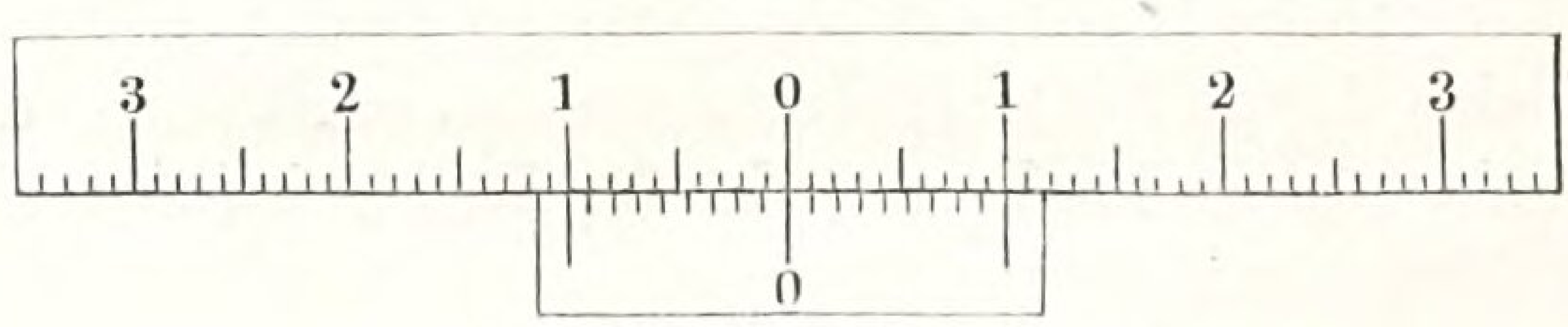
Bei einer bestimmten Stellung der beiden Keile hat die Platte, welche sie bilden, gleiche Dicke mit der Platte Q, so also, dass die durch Q hervorgebrachte Drehung der Polarisationsebene durch die Keile N und N' wieder aufgehoben wird.

Die Quarzkeile N und N' sind in Metallfassungen eingesetzt, welche durch Vermittelung des Knopfes b, Fig. 567, nach entgegengesetzter Richtung (entweder in oder gegen die Richtung der Pfeile, Fig. 568) verschoben werden können; durch diese Verschiebung aber kann die Dicke der durch die Combination der Keile N und N' gebildeten Platte nach Belieben vermehrt und vermindert werden.

Die Fassung des Keiles N' trägt oben die auch in Fig. 567 sichtbare Theilung e, die Fassung des Keiles N trägt einen zu dieser Theilung gehörigen Nonius v. Durch die Verschiebung der Quarzkeile werden auch die Theilung e und der Nonius v gegen einander verschoben.

Fig. 569 stellt die Theilung e und den Nonius v in grösserem Maassstabe dar. — Der Nullpunkt der Theilung e befindet sich in der Mitte und die Theilstriche werden von diesem Nullpunkt an entweder nach der rechten oder nach der linken gezählt. Wenn der Nullpunkt

Fig. 569.



des Nonius mit dem Nullpunkt der Theilung zusammenfällt, so bilden die Keile N und N' zusammen eine Platte, welche genau eben so dick ist wie die Platte Q.

Die Theilung ist so eingerichtet, dass die Dicke der durch die Keile N und N' gebildeten Platte um 1 mm wächst oder abnimmt, wenn der Nonius um 10 Theile der Haupttheilung nach der einen oder nach der andern Seite verschoben wird. Eine Verschiebung um 1 Theilstrich entspricht also einer Veränderung der Dicke um $\frac{1}{10}$ mm und da der Nonius so eingerichtet ist, dass man mit Hülfe desselben noch Verschiebungen von $\frac{1}{10}$ der Haupttheilung ablesen kann, so ist klar, dass man die Veränderung der Dicke der Compensatorplatten noch bis auf $\frac{1}{100}$ mm genau ablesen kann.

Wenn der Nonius auf dem Nullpunkt der Theilung steht, so sieht der bei T in das Instrument schauende Beobachter die beiden Hälften der doppelten Quarzplatte bei r gleich gefärbt, wenn die Röhre m ganz

fehlt oder wenn sie mit einer Flüssigkeit gefüllt ist, welche keine Circularpolarisation bewirkt.

Bringt man nun aber eine Röhre *m* in den Apparat, welche eine circularpolarisirende Flüssigkeit enthält, so erscheinen die beiden Hälften der doppelten Quarzplatte ungleich gefärbt und man muss nun die beiden Quarzkeile nach der einen Seite hin verschieben, wenn die Flüssigkeit eine rechtsdrehende, nach der andern Seite, wenn sie eine linksdrehende ist, um zu machen, dass die beiden Hälften der doppelten Platte wieder gleich gefärbt erscheinen. — An dem Nonius kann man alsdann ablesen, wie gross die Dicke einer Quarzplatte ist, welche die Wirkung der in *m* enthaltenen entgegengesetzt drehenden Flüssigkeit gerade aufzuheben im Stande ist.

Nach gehöriger Einstellung möge z. B. der Nullpunkt des Nonius bei 5·7 stehen, so heisst das, die in der Röhre *m* enthaltene Flüssigkeit bringt eine eben so starke Circularpolarisation hervor, wie eine 0·57 mm dicke senkrecht zur Axe geschliffene Quarzplatte.

Durch genaue Versuche hat man ermittelt, dass eine Zuckerlösung, welche auf 100 cbcm Lösung 16·417 g reinen krystallisirten Zuckers enthält, in der 20 cm langen Röhre *m* des Apparats, Fig. 567, eine eben so starke Drehung der Polarisationsebene bewirkt, wie eine 1 mm dicke Quarzplatte, nämlich 24^0 für Licht der Linie D.

Da nun das Drehungsvermögen der in der Röhre *m* enthaltenen Zuckerlösung ihrem Zuckergehalt proportional ist, so findet man, wie viel Gramm Rohrzucker in 100 cbcm Lösung enthalten sind, wenn man die an dem Nonius abgelesene Dicke der compensirenden Quarzplatte mit 16·417 multiplicirt. Wäre z. B. in der Röhre eine Zuckerlösung enthalten gewesen, deren Compensation eine Verschiebung des Nonius von 0 bis 5·7 erfordert hatte, so wäre der Zuckergehalt dieser Lösung $16{\cdot}417 \times 0{\cdot}57 = 9{\cdot}358$, das heisst auf 100 cbcm der Lösung enthält sie 9·358 g Rohrzucker.

Sind die zu untersuchenden Flüssigkeiten gefärbt, so ist manchmal die sogenannte Uebergangsfarbe (das Purpurroth) nicht sehr geeignet zu einer scharfen Bestimmung. Man verändert dann den Farbenton entweder durch vorgehaltene gefärbte Gläser oder besser mittelst einer eigenen von Soleil unter dem Namen Illuminator dem Apparate beigegebenen, vor das Ocular aufzusteckenden Vorrichtung, welche aus einer senkrecht zur Axe geschnittenen Quarzplatte und einem vor derselben drehbaren Doppelspathprisma besteht.

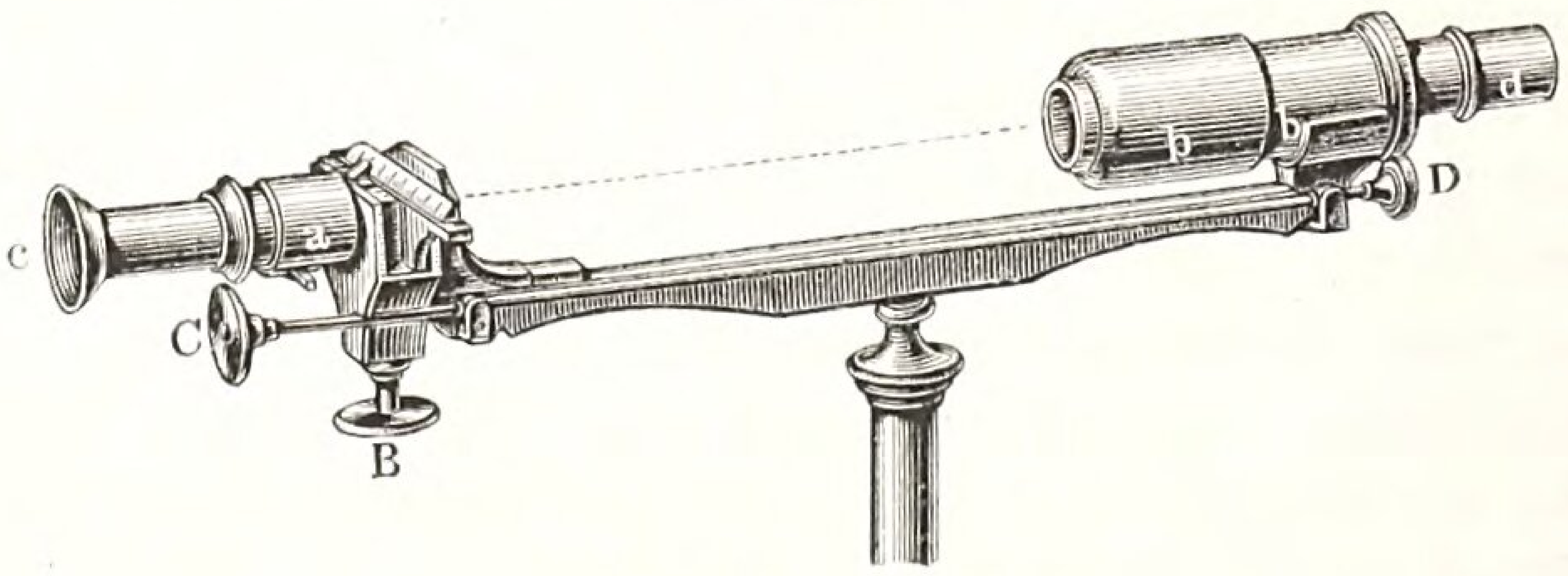
Mittelst dieser Vorrichtung ist man im Stande, eine ganze Reihenfolge von Farbentönen zu erzeugen, von welchen man die fahlen Mischfarben als die empfindlichsten auswählt, um bei jeder derselben die Gleichheit der Färbung beider Hälften des Gesichtsfeldes zu prüfen und die Einstellung des Compensators erst dann als die richtige anzusehen und abzulesen, wenn sie sich bei allen durch den Illuminator herstellbaren Farbentönen bewährt hat.

Als die empfindlichste dabei auftretende Farbenmischung wird die sogenannte „Mondscheinfarbe“ bezeichnet.

Während beim Soleil'schen Saccharimeter der Erzeuger des empfindlichen Farbentons in Combination mit einem Linsensystem, welches wie ein holländisches Fernrohr zusammengesetzt ist, das Ocularende des Apparates bildet, hat Ventzke die Soleil'sche Construction dadurch zweckmässig abgeändert, dass er den Erzeuger des empfindlichen Farbentons am anderen Ende des Apparates anbrachte.

Fig. 570 stellt den oberen Theil des Ventzke-Soleil'schen Saccharimeters dar, welches namentlich von dem Mechaniker Franz

Fig. 570.



Schmidt in Berlin vortrefflich ausgeführt wird. Der mittlere Theil entspricht vollkommen dem Apparat Fig. 567. Der Polariseur mit der doppelten Quarzplatte befindet sich in *b*, der Analyseur, dessen Schwingungsebene parallel ist dem des Polariseurs in *b*, befindet sich *a*. Die Quarzkeile mit der zugehörigen Quarzplatte sind ganz so angebracht, wie beim Soleil'schen Apparat. Wie dort ist vor dem Analyseur *a* ein kleines holländisches Fernrohr *c* angebracht, dessen Linsen so berechnet sind, dass man durch dasselbe ein deutliches Bild der doppelten Quarzplatte sieht. Durch Einschieben oder Ausziehen der Ocularlinse dieses kleinen Fernrohres kann man den Apparat für jedes Auge accommodiren.

Der Erzeuger der empfindlichen Farbe befindet sich in dem kurzen Rohre *d*. Er besteht aus einem Nicol und einer senkrecht zur Axe geschliffenen Quarzplatte, welche sich zwischen diesem Nicol und dem in *b* angebrachten befindet. Das Rohr *d* ist sammt Nicol und Quarzplatte um seine Axe drehbar und diese Umdrehung ist mittelst der Stange *CD* ausführbar, welche einerseits mit dem Knopf *C*, andererseits mit dem gezahnten Trieb *D* endigt.

Wenn man durch das Ocularrohr *c* in den Apparat hineinschaut, bevor noch eine Flüssigkeitsröhre eingelegt ist, so erscheinen die beiden Hälften der Doppelplatte gleich gefärbt, wie man auch das Rohr *d* mittelst des Knopfes *C* drehen mag. Durch diese Drehung wird der Farbenton der beiden Hälften in gleicher Weise geändert.

Wird nun die Röhre mit der circularpolarisirenden Flüssigkeit eingelegt, so erscheinen die beiden Hälften der Doppelplatte ungleich ge-

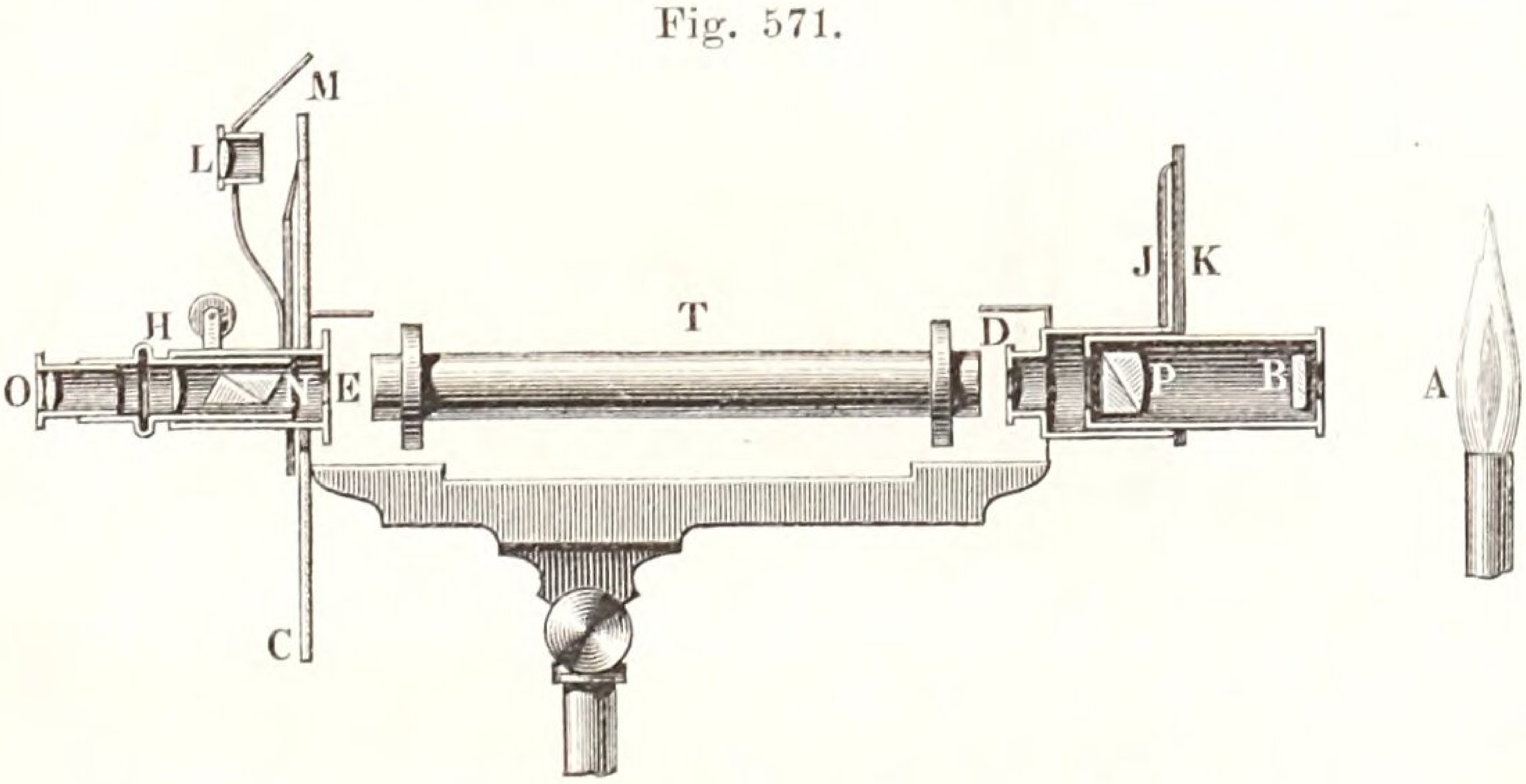
färbt und die Gleichheit der Färbung wird durch Verschiebung der Quarzkeile mittelst des Knopfes B bewirkt.

Ist es aber nicht der für das Auge empfindlichste Farbenton, welchen die beiden Hälften der Doppelplatte jetzt zeigen, so können kleine Verschiedenheiten dem Auge des Beobachters entgehen und diese kann man dadurch sichtbar machen, dass man den Erzeuger des empfindlichen Farbentons mit Hülfe des Knopfes C umdreht, bis diese Differenz möglichst merklich geworden ist. Ist dies geschehen, so wird die Gleichheit der Färbung der beiden Hälften der Doppelplatte abermals durch eine entsprechende Verschiebung der Quarzkeile hergestellt und dann der Nonius abgelesen.

Das Halbschattensaccharimeter von L. Laurent vermeidet die Anwendung von Farbentönen, deren Vergleichung namentlich bei gefärbten Flüssigkeiten Schwierigkeiten verursacht und das Auge sehr ermüdet.

Fig. 571 giebt einen Verticaldurchschnitt, Fig. 572 (a. f. S.) eine perspectivische Darstellung dieses Instrumentes. Das gelbe Licht der

Fig. 571.

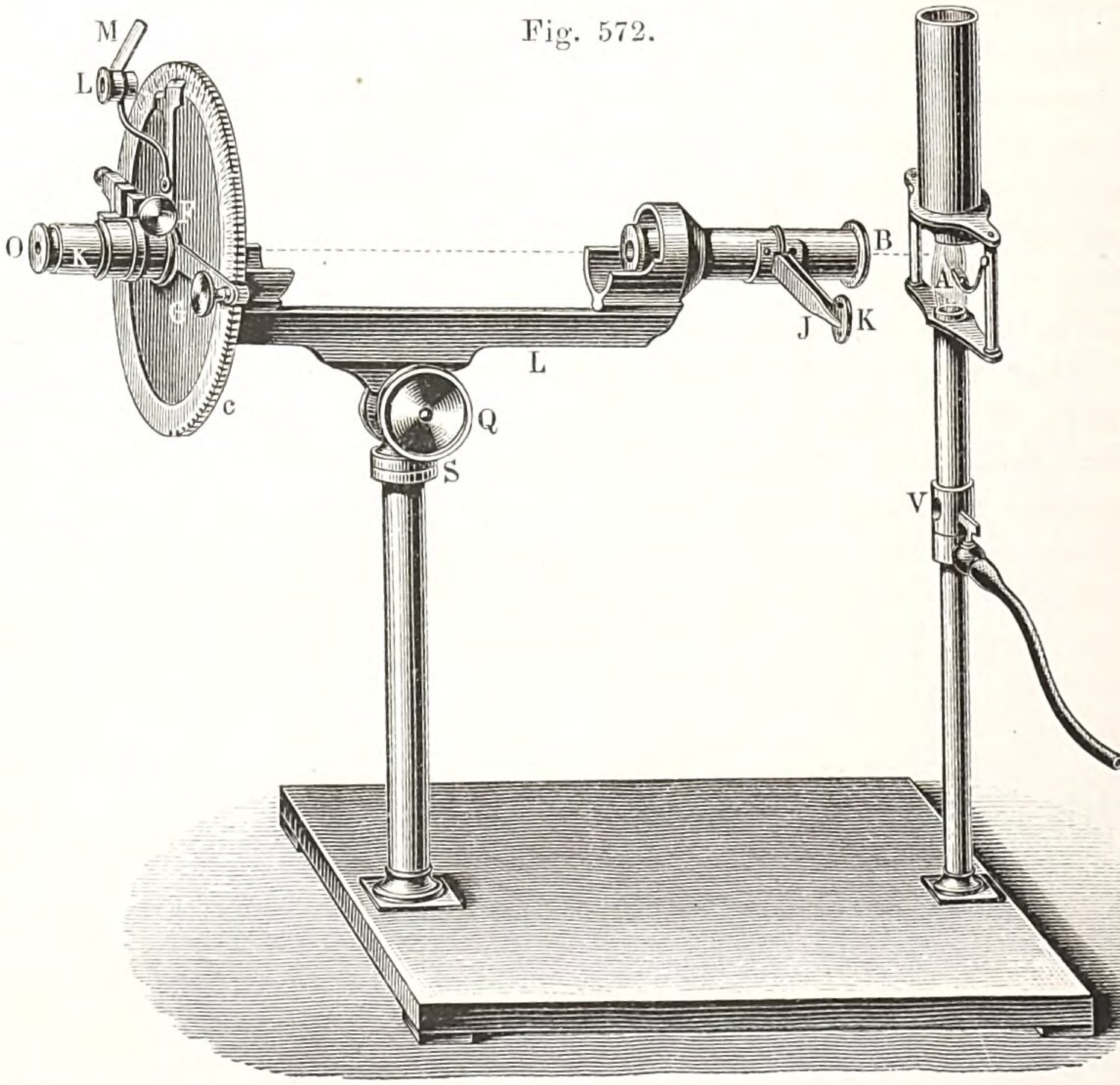


Natriumflamme A, welche von einem eigenthümlich construirten Brenner V gespeist wird, fällt zuerst auf die zwischen Glasplättchen eingeschlossene Platte B von doppelt chromsaurem Kali, welche die letzten Antheile andersfarbigen, insbesondere violetten und bläulichen Lichtes absorbirt. Das so möglichst homogenisirte Licht wird im Polariseur P, einem combinirten Doppelspathprisma mit vorgesetztem Diaphragma, welches nur den ausserordentlichen Strahl durchlässt, geradlinig polarisirt und dringt dann durch ein zweites Diaphragma D, dessen eine Hälfte durch eine dünne axenparallele Quarzplatte bedeckt ist. Die Dicke dieser Quarzplatte ist auf einen Gangunterschied der senkrecht auf einander polarisirten Strahlen von $\frac{\lambda}{2}$ berechnet. Die optische Axe der Quarzplatte ist parallel der Begränzung der Platte und letztere fällt mit dem verticalen Durchmesser des Diaphragmas zusammen (vergl. Fig. 573 I a. f. S.). T ist die Glasröhre mit Glasplattenverschluss an den Enden, welche die zu untersuchenden Flüssigkeiten aufnimmt, E ein drittes

Diaphragma, *N* ein analysirendes Nicol in Verbindung mit dem Objectiv *H* und dem Ocular *O*, welche zusammen ein Gallilä i'sches Fernrohr bilden.

Der Polariseur *P* ist mittelst des Hebels *K* um seine Axe drehbar, ebenso der Analyseur *N*, dessen Azimuth am feststehenden Kreis *C* mit-

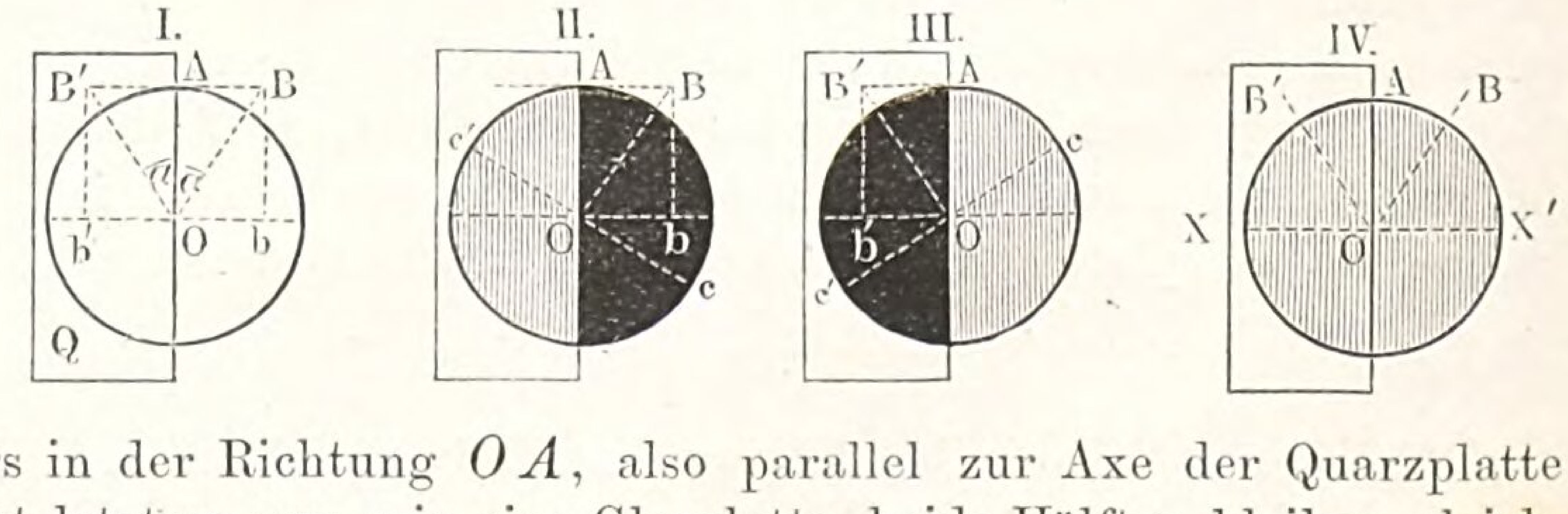
Fig. 572.



telst Nonius und Loupe *L* abgelesen werden kann. Der kleine Spiegel *M* beleuchtet die Theilung. Die Quarzplatte bleibt unverrückt.

Die Theorie des Instrumentes ist nun mit Hülfe der Fig. 573 auf folgende Weise zu erklären. Steht die Schwingungsebene des Polari-

Fig. 573.



seurs in der Richtung *OA*, also parallel zur Axe der Quarzplatte, so wirkt letztere nur wie eine Glasplatte, beide Hälften bleiben gleich und wechseln gleichzeitig Helligkeit mit Dunkelheit, wenn der Analyseur parallel oder senkrecht dazu gestellt wird. Hat nun aber der Polariseur

eine andere Lage, z. B. nach OB, so kann man die Amplitude seiner Schwingungen in die Componenten OA und Ob zerlegt denken. Diese Componenten pflanzen sich durch die unbedeckte rechte Hälfte des Diaphragmas ohne Gangunterschied, durch die linke mit dem Quarz bedeckte Hälfte aber mit einem Gangunterschied von einer halben Wellenlänge fort. Auf diese Weise tritt daher in der linken Hälfte an Stelle der Componente Ob die andere Ob'. Nach dem Durchgange durch den Quarz entsteht daher die Resultirende OB', während sie auf der rechten Seite OB ist. Auf diese Weise hat man also stets zwei zu einander symmetrisch liegende Schwingungsrichtungen, welche sich wie Bild zu Spiegelbild verhalten.

Stellt man nun die Schwingungsrichtung des Analyseurs nach cc', nämlich senkrecht auf OB, Fig. 573 II, so muss die rechtsseitige Hälfte ganz dunkel, die linksseitige nur theilweise verdunkelt werden, und zwar um so weniger, je näher der Winkel $\alpha = 45^0$ liegt, stellt man umgekehrt den Analyseur nach cc' senkrecht auf OB', Fig. 573 III, so wird die l i n k e Hälfte ganz, die rechte Hälfte theilweise verdunkelt. Stellt man endlich die Schwingungsrichtung des Analyseurs senkrecht auf OA in die Richtung XX' (Fig. 573 IV), so müssen beide Hälften gleich schattirt erscheinen und zwar je nach der Lage des Polariseurs, entweder ganz dunkel, wenn der letztere nach OA gestellt ist, oder in verschiedenem Grade hell, wenn er sich aus dieser Lage entfernt. Drehung des Polariseurs ändert also die Helligkeit beider Hälften im gleichen Sinne, Drehung des Analyseurs im entgegengesetzten Sinne. Der letztere Umstand bedingt einen schroffen Wechsel der Helligkeit beider Felder bei der geringsten Drehung des Analyseurs aus der Lage gleicher Helligkeit.

Das Weitere ist nun leicht zu übersehen. Die Lage des Analyseurs für gleiche Helligkeit ist die Nullstellung des Nonius. Wird dann eine Flüssigkeit in T eingeschaltet, welche die beiden Polarisationsebenen OB' und OB um irgend einen Winkel dreht, so muss auch der Analyseur um denselben Winkel gedreht werden, um wiederum gleiche Schattirung der Felder herbeizuführen, und dieser Winkel wird am Theilkreise C abgelesen. Für praktische Zuckerbestimmungen kann natürlich die Ablesung am Theilkreis so eingerichtet sein, dass sie statt Winkelwerthe gleich die Zuckermengen angiebt.

Wir sind mit der Beschreibung der Saccharimeter noch immer nicht zu Ende, wir müssen, wenigstens in Kürze, noch das

H a l b s c h a t t e n s a c c h a r i m e t e r v o n C o r n u und J e l l e t erwähnen, welches auf der Anwendung eines J e l l e t'schen Prismas beruht. Letzteres wird aus einem langen Kalkspathkrystall, welcher durch Abschleifen der Enden in ein gerades Prisma verwandelt worden, in der Weise hergestellt, dass man dasselbe der Länge nach durch einen auf seinem Hauptschnitt beinahe aber nicht ganz normalen Schnitt in zwei Stücke theilt und diese in umgekehrter Lage wieder zusammenkittet. An den

Endflächen werden nun Diaphragmen angebracht, deren runde Oeffnungen durch den Schnitt halbirt werden. Es entsteht dadurch ein kreisförmiges Gesichtsfeld, in dessen beiden Hälften die Polarisationsebenen schwach gegen einander geneigt sind. Lässt man nun geradlinig polarisirtes Licht hindurchgehen, so wird dasselbe in den beiden Hälften nie gleichzeitig, aber in zwei sehr nahe aneinander liegenden Azimuthen ausgelöscht werden und es wird eine Mittelstellung des Jellet'schen Prismas geben, bei welcher die beiden Hälften des Gesichtsfeldes gleich schattirt erscheinen. Die geringste Drehung des Prismas oder der Polarisationsebene des eindringenden Lichtes verräth sich durch ein Abweichen der Schattirung beider Hälften im entgegengesetzten Sinne. Die weitere Anwendung des Prismas als Saccharimeter ergiebt sich demnach in Analogie mit den früher beschriebenen Apparaten von selbst.

Die Bestimmung des Zuckergehaltes einer Lösung mit einem der eben beschriebenen Instrumente ist sehr einfach, wenn die Lösung durchsichtig und nicht allzu stark gefärbt ist und wenn sie ausser dem Rohrzucker keine weiteren circularpolarisirenden Stoffe mehr in Lösung enthält. Ist dies aber der Fall, so wird die Sache etwas complicirter.

Wenn die Lösung trübe oder stark gefärbt ist, so werden zu 100 Cubikcentimetern derselben 10 cbcm einer Lösung von basisch essigsaurem Bleioxyd zugesetzt, tüchtig geschüttelt und abfiltrirt. Den nun mit dem Saccharimeter bestimmten Zuckergehalt der geklärten und entfärbten aber auch $\frac{10}{11}$ mal verdünnten Zuckerlösung hat man mit $\frac{11}{10}$ also mit 1·1 zu multipliciren, um den Zuckergehalt der ungeklärten Lösung zu erhalten.

Wenn die Lösung neben Rohrzucker noch andere circularpolarisirende Stoffe enthält, so wird die Bestimmung des Rohrzuckers durch die Eigenthümlichkeit desselben ermöglicht, dass seine Lösung durch Erwärmen mit Salzsäure in eine linksdrehende Flüssigkeit (Invertzucker) verwandelt wird, was für Traubenzucker und andere Zuckerarten nicht der Fall ist.

Während eine Lösung von Rohrzucker in einer 200 mm langen Röhre auf je 0·75 g Zucker in 100 g Wasser eine Rechtsdrehung von 1^0 bewirkt, bringt sie nach der Umwandlung in Invertzucker eine Linksdrehung von $0·36^0$ hervor. Die Inversion bewirkt also eine Drehungsdifferenz von $1·36^0$ auf je 0·75 g Rohrzucker und diese entsprechen $0·75 \times 1·053 = 0·79$ Invertzucker.

Die Invertirung wird dadurch bewirkt, dass man zu 100 cbcm Zuckerlösung 10 cbcm reiner, concentrirter Salzsäure setzt, die Mischung 15 Minuten lang in einem Wasserbad auf 70^0 C. erwärmt und dann rasch wieder auf 15^0 C. abkühlen lässt.

Eine Lösung, welche Rohrzucker und Traubenzucker enthält, bringe eine Rechtsdrehung von x^0 hervor! Nach dem eben beschriebenen Verfahren mit Salzsäure behandelt, bringe nun die invertirte Lösung eine Linksdrehung von y^0 hervor, so würde die Linksdrehung $1·1\,y$ Grad

betragen haben, wenn die invertirte Lösung den gleichen Concentrationsgrad mit der ursprünglichen Lösung hätte. Die Drehungsdifferenz zwischen der Zuckerlösung und einer gleich concentrirten Invertlösung ist demnach

$$x + 1{\cdot}1\,y,$$

der Zuckergehalt der Lösung beträgt also

$$\frac{x + 1{\cdot}1\,y}{1{\cdot}36} \cdot 0{\cdot}75 \text{ g}$$

auf 100 g Wasser.

Hätte man z. B. $x = 15^0$ (rechts) und $y = 2^0$ (links) gefunden, so wäre der Gehalt an Rohrzucker

$$\frac{15 + 2{\cdot}2}{1{\cdot}36} \cdot 0{\cdot}75 = \frac{17{\cdot}2}{1{\cdot}36} \cdot 0{\cdot}75 = 9{\cdot}3675 \text{ g}$$

Rohrzucker auf 100 g Wasser. Was sonst noch an Zucker in Lösung ist, ist Traubenzucker.

Wäre neben dem Rohrzucker nicht noch Traubenzucker in der Lösung gewesen, so würde die Rechtsdrehung von 15^0 einen Gehalt von 11·25 g Rohrzucker in 100 g Wasser angezeigt haben, nach der Behandlung mit Salzsäure hätte sich dann aber eine Linksdrehung von $4{\cdot}9^0$ zeigen müssen.

Das Drehungsvermögen des durch Salzsäure umgewandelten Rohrzuckers ändert sich rasch mit der Temperatur. Die Linksdrehung, welche $0{\cdot}36^0$ bei 15^0 C. beträgt, ist $0{\cdot}39^0$ bei 10^0 C. und $0{\cdot}29^0$ bei 30^0 C. Es ist deshalb eine entsprechende Aenderung an der obigen Formel anzubringen, wenn die Beobachtung nicht bei einer Temperatur von 15^0 C. vorgenommen wurde.

Auf das Drehungsvermögen des Rohrzuckers und des Traubenzuckers übt die Veränderung der Temperatur keinen merklichen Einfluss aus.

Der Traubenzucker zeigt die Eigenthümlichkeit, dass das Drehungsvermögen einer frisch bereiteten Lösung rasch abnimmt und erst nach einigen Tagen auf ein constantes Minimum herabsinkt. Dieses normale Minimum der Drehung lässt sich in kurzer Zeit auch dadurch erzielen, dass man die saccharimetrische Probe auf 80^0 C. erwärmt.

Circularpolarisation der Weinsäure und der Traubensäure. Aus dem Safte unreifer Trauben hat man eine Säure dargestellt, welche ganz gleiche Zusammensetzung mit der Weinsäure (Weinsteinsäure) hat; eine verdünnte Lösung von Traubensäure giebt aber mit einer Gypslösung sogleich einen Niederschlag, was bei einer verdünnten Lösung von Weinsäure nicht der Fall ist. 178

Die Traubensäure bildet ganz analoge Salze wie die Weinsäure, so namentlich ein dem Seignettesalz entsprechendes traubensaures Natron-Kali und traubensaures Natron-Ammoniak.

Die Krystallform des weinsauren Natron-Kalis ist Fig. 574 dargestellt. Sie besteht im Wesentlichen aus einer Combination der rhombischen Säule *g* mit einem Flächenpaare *a*, welches rechtwinklig auf der grösseren, und einem Flächenpaare *b*, welches rechtwinklig auf der kleineren horizontalen Axe steht. Ausser diesen acht Säulenflächen treten noch andere parallel mit der Säulenaxe laufende Flächen auf, sowie auch kleine Abstumpfungsflächen der Kanten, welche die Säulenflächen mit der oberen und unteren Endfläche bilden.

Die Krystalle des traubensauren Natron-Ammoniaks zeigen im Wesentlichen dieselbe Krystallform, nur zeigen sie noch eine auffallende Hemiëdrie; die Octaëderflächen nämlich stumpfen nur die Hälfte der Kanten zwischen *c* und *g* ab, und zwar so, dass, von der vorderen Fläche *a* aus gerechnet, eine Abstumpfungsfläche oben rechts auftritt, wie Fig. 575, oder oben links, wie Fig. 576.

Aus einer Lösung *rechtshemiëdrischer Krystalle*, Fig. 575, lässt sich durch Zusatz von Schwefelsäure die *Rechtstraubensäure* abscheiden, welche mit der Weinsäure vollkommen identisch ist und

Fig. 574.

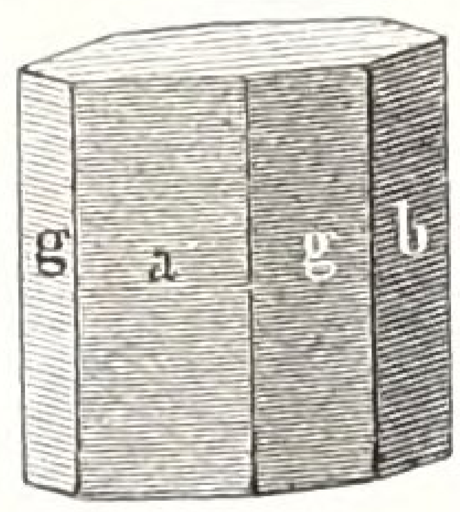


Fig. 575.

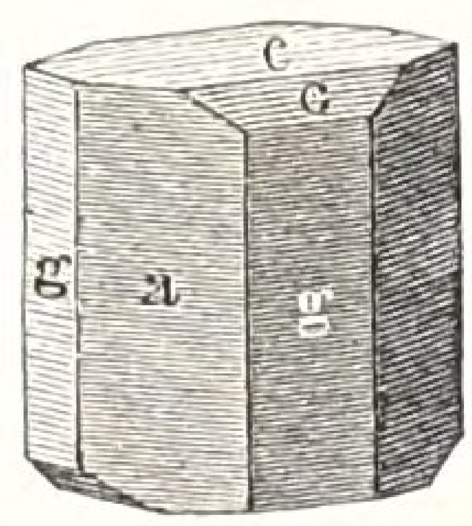
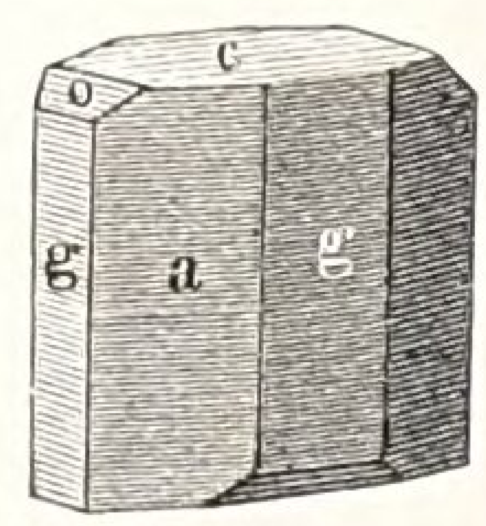


Fig. 576.



welche mit Gypslösung keinen Niederschlag giebt. Die Lösung dieser Rechtstraubensäure ist wie die Weinsäure *optisch rechtsdrehend*.

Die durch das gleiche Verfahren aus einer Lösung *linkshemiëdrischer Krystalle*, Fig. 576, abgeschiedene Säure giebt ebenfalls dieselben Reactionen wie die Weinsäure, sie giebt mit Gypslösung keinen Niederschlag, ist aber *optisch linksdrehend*.

Vermischt man die Lösung der Rechtstraubensäure mit der gleichen Menge der Linkstraubensäure, so hat die gemischte Lösung *keine Circularpolarisation* und giebt mit Gypslösung einen Niederschlag, was bei den ungemischten Säuren nicht der Fall war.

Die Krystalle der Weinsäure und der Rechtstraubensäure sind hemiëdrisch, aber nach entgegengesetzter Richtung, wie die Krystalle der Linkstraubensäure. — Die in diesem Paragraphen besprochenen Erscheinungen, welche auf einen innigen Zusammenhang zwischen Circularpolarisation und Hemiëdrie hinweisen, hat *Pasteur* entdeckt (Pogg. Annal. LXXX, 127).

179 **Das specifische Drehungsvermögen.** Im §. 176 haben wir bereits bemerkt, dass viele der Substanzen, welche im festen, krystallisirten Zustande die Polarisationsebene nicht drehen, dies dennoch in

Lösungen thun, z. B. Rohrzucker, Campher, Weinsäure und deren Salze. Dagegen zeigt Kieselsäure das Drehungsvermögen nur im krystallisirten Zustande (als Quarz), nicht aber in ihren gelösten Salzen.

Es giebt aber auch drittens Substanzen, welche im krystallisirten und gelösten Zustande diese Eigenschaft besitzen, z. B. das schwefelsaure Strychnin. Terpentinöl endlich zeigt dieselbe in allen drei Aggregatzuständen.

Bei den Lösungen und Mischungen ist nun meistens die Drehung dem Gehalte an der drehenden Substanz annähernd proportional, bei Zuckerlösungen ist dies genau der Fall, worauf die Saccharimetrie gegründet ist. Tritt beim Mischen einer drehenden oder wie man sagt, activen Substanz mit einer inactiven eine Contraction ein, so wird hierdurch bei gleich langer Schichte der Flüssigkeit die drehende Wirkung vergrössert. Um nun das Drehungsvermögen unabhängig von Concentration und Dichte zu definiren, nannte Biot den Drehungswinkel in einer Schichte der reinen Substanz von der Länge 1 dcm dividirt durch die Dichte der Substanz das moleculare Drehungsvermögen. Da dieser Ausdruck leicht zu dem Missverständnisse führen könnte, dass es sich dabei um eine auf das Moleculargewicht der Substanz bezogene Grösse handle, so wollen wir statt dessen den von anderen Physikern gebrauchten Ausdruck „specifisches Drehungsvermögen" beibehalten und dasselbe wie folgt definiren.

Es bedeute φ den beobachteten Drehungswinkel,
„ l die Länge der Flüssigkeitssäule in Decimetern,
„ d die Dichte der reinen activen Substanz oder deren Lösung,
„ c die Concentration, d. h. die Anzahl Gramme activer Substanz in 100 cbcm Lösung,
„ p den Procentgehalt, d. h. die Anzahl Gramme activer Substanz in 100 g Lösung,
„ $q = 100 - p$ die Anzahl von Grammen inactiver Substanz (Lösungsmittel) in 100 g Lösung,

dann ist das specifische Drehungsvermögen ϱ gegeben durch folgende Ausdrücke:

1) für unvermischte active Substanzen:

$$\varrho = \frac{\varphi}{l \, . \, d},$$

2) für Lösungen oder Mischungen:

$$\varrho = \frac{\varphi}{l \, . \, d \, \frac{p}{100}} = \frac{\varphi}{l \, \frac{c}{100}}.$$

Bei unvermischten Flüssigkeiten, wie z. B. Terpentinöl, ist ϱ nur abhängig von den Temperaturen, bei welchen φ und d bestimmt wurde.

Bei Lösungen und Mischungen aber hängt ϱ ausserdem von der Natur der beigemischten inactiven Substanz (dem Lösungsmittel) und ausserdem von der Menge derselben ab, so dass sich also ϱ selbst bei gleichen Temperaturen und gleichem Lösungsmittel aber verschiedenem Werth von p oder c in vielen Fällen etwas verschieden ergiebt. Dies hat schon Biot nachgewiesen. Dieser Umstand macht es unmöglich, das specifische Drehungsvermögen eines festen Körpers aus dem seiner Lösung mit Sicherheit zu bestimmen. Doch kann man dies mit Annäherung erreichen, indem man aus Beobachtungen an verschieden concentrirten Lösungen das Abhängigkeitsgesetz zwischen ϱ und p oder bequemer ϱ und q in Form einer Interpolationsgleichung ausmittelt. Eine ausführliche Untersuchung dieser Art hat H. Landolt (Ber. d. chem. Ges. Band IX, S. 901 und 914) ausgeführt. Wir wollen aus den zahlreichen Bestimmungen für Campher ein Beispiel auswählen.

In der folgenden Tabelle haben p, q, d, ϱ und φ die eben angegebene Bedeutung.

Lösungsmittel	Lösung Nr.	Campher p	Alkohol q	Specif. Gew. bei 20⁰ d	Drehung für $l = 2{\cdot}1979$ bei 20⁰ φ	ϱ
Alkohol	I	54·7281	45·2719	0·88021	50⁰ 634	47⁰ 823
	II	49·8142	50·1858	0·87194	44⁰ 806	46⁰ 934
	III	30·1620	69·8380	0·84031	25⁰ 013	44⁰ 901
	IV	15·0920	84·9080	0·81752	11⁰ 840	43⁰ 661
	V	9·6883	90·3117	0·80943	7⁰ 378	42⁰ 806

Aus den zusammengehörigen Zahlen für q und ϱ wurde nun die Interpolationsgleichung abgeleitet:

$$\varrho = 54{\cdot}38 - 0{\cdot}1614\,q + 0{\cdot}0003690\,q^2.$$

Das hypothetische specifische Brechungsvermögen des reinen Camphers erhalten wir also $= 54{\cdot}38$, indem wir $q = 0$ setzen.

Eine ähnliche Untersuchung für sechs andere Lösungsmittel hat nahe gleich grosse Werthe, welche zwischen 55·2 und 56·2 schwanken, geliefert; das Mittel aus allen gab 55·6 als specifisches Drehungsvermögen des Camphers bei 20⁰ für Licht der Linie D.

Setzt man $q = 100$, so erhält man für ϱ den Gränzwerth, dem sich diese Grösse bei fortgesetzter Verdünnung nähert. Man findet denselben $= 41{\cdot}9$. Bei vielen Substanzen oder Lösungsmitteln wird der Coeffi-

cient von q^2 verschwindend klein, der von q ist bald positiv, bald negativ.

Wiedemann hat nach der Broch'schen Methode (§. 167) für Terpentinöl und Citronenöl die Drehung für die verschiedenen Farben der Fraunhofer'schen Linien gemessen. Er fand für eine 1 dm lange Schichte:

	B	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	
Rectificirtes rechtsdrehendes Terpentinöl	—	10·9	14·0	18·6	23·2	32·7	$\varrho = \frac{650{\cdot}8}{\lambda^2} - 4{\cdot}4$
Citronenöl	34·0	37·9	48·5	63·3	77·5	106·0	$\varrho = \frac{2145{\cdot}67}{\lambda^2} - 12{\cdot}54.$

Die beigeschriebenen Interpolationsgleichungen sind von Stefan berechnet. Wie man sieht, kann die Drehungsdispersion auch bei den Flüssigkeiten bedeutend sein. Die Temperatur hat im Allgemeinen den Einfluss auf das Drehungsvermögen, dass dasselbe mit dem Steigen derselben abnimmt, dagegen ist nach Gernez das Dispersionsvermögen davon unabhängig. Bei Rohrzuckerlösungen hat nach Tuchschmid die Temperatur keinen Einfluss, wohl aber bei Invertzuckerlösung; bei Weinsäure wirkt sie steigernd.

Absorption des Lichtes in farbigen doppeltbrechenden Krystallen. 180 Der Turmalin ist, wie bereits angeführt wurde, ein doppeltbrechender Krystall, und wenn eine parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatte polarisirtes Licht liefert, so beruht dies darauf, dass einer der beiden Strahlen, welche sich im Allgemeinen in doppeltbrechenden Krystallen rechtwinklig zur optischen Axe fortpflanzen, absorbirt wird. In der That sieht man durch ein Prisma von Turmalin, dessen Kanten mit der optischen Axe parallel sind, zwei Bilder, wenn man nahe an der brechenden Kante hindurchsieht, wo der Krystall noch dünn ist; mit zunehmender Dicke wird aber der eine Strahl, und zwar der ordinäre, mehr und mehr absorbirt. Wenn Turmalinplatten das Licht noch nicht vollkommen polarisiren, so ist der Grund davon der, dass sie noch nicht dick genug sind, um den ordinären Strahl ganz zu absorbiren.

Auch bei anderen farbigen Krystallen bemerkt man ähnliche Erscheinungen. Babinet hat bemerkt, dass die negativen farbigen Krystalle vorzugsweise die ordinären Strahlen absorbiren, während in positiven Krystallen die extraordinären stärker absorbirt werden; so absorbirt z. B. ein hinlänglich dunkler Rauchquarz, ein positiver Krystall, die extraordinären Strahlen; die Vibrationen der Strahlen, welche eine parallel mit der Axe geschnittene Rauchquarzplatte durchlässt, sind (nach der von uns bevorzugten Annahme) rechtwinklig zu seiner optischen Axe.

Der Turmalin erscheint in der Richtung seiner optischen Axe anders gefärbt, als rechtwinklig zu derselben; diese Erscheinung, welche offenbar mit der Absorption der polarisirten Strahlen zusammenhängt, wird auch an anderen Körpern betrachtet, namentlich am Dichroit, welcher von dieser Eigenschaft seinen Namen führt; in der Richtung seiner Axe erscheint er blau, rechtwinklig zu derselben dagegen braungelb.

Haidinger hat diese Erscheinungen mit Hülfe der von ihm construirten oben in §. 145 beschriebenen dichroskopischen Loupe weiter verfolgt.

Schneidet man aus einem Turmalinkrystall, der einer etwas hellern Varietät angehört, einen Würfel, Fig. 576, an welchem zwei Flächen, die wir mit *A* bezeichnen wollen (in unserer Figur die obere und die untere) senkrecht zur Axe stehen, während die vier anderen, die wir mit *B* bezeichnen wollen, parallel mit derselben sind, so erscheint der Krystall anders gefärbt, wenn man durch die beiden Flächen *A* schaut, als wenn man durch zwei der gegenüberliegenden Flächen *B* hindurchsieht.

Die Farbe der Basis, d. h. die Farbe, welche das Licht zeigt, welches den Krystall parallel mit der Axe durchläuft, also durch die Flächen *A* ein- und austritt, ist ungleich dunkler, als die Farbe, welche man durch die Flächen *B* beobachtet. Bei dunkleren Varietäten ist die Farbe der Basis schon bei geringer Dicke der Platte ganz schwarz.

Analysirt man die Farbe der Basis mittelst der dichroskopischen Loupe, so erhält man stets zwei gleiche Bilder, Fig. 577, wie man übrigens die Loupe drehen mag; untersucht man auf gleiche Weise die Farbe der Flächen *B*, so ändern die beiden Bilder Farbe und Lichtstärke, je nachdem die dichroskopische Loupe durch Drehung um ihre Axe in verschiedene Lagen gegen die Fläche *B* gebracht wird. Fällt die Verbindungslinie der beiden Bilder mit der Diagonalen der Fläche *B* zusammen, so erscheinen beide Bilder gleich. Der grösste Unterschied zwischen beiden Bildern wird beobachtet, wenn die Verbindungslinie der beiden Bilder mit der Axe des Krystalls parallel oder darauf rechtwinklig steht; alsdann erscheint das eine Bild mit den Farben der Basis, während das andere einen ungleich hellern Farbenton zeigt, Fig. 578.

Fig. 576.

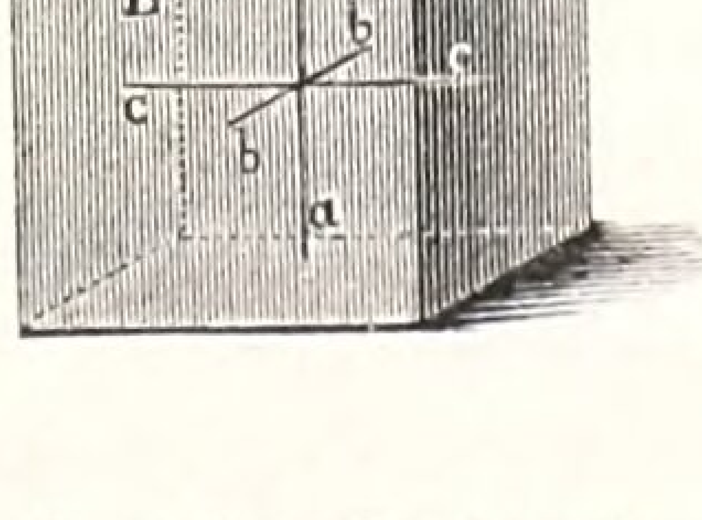


Fig. 577.



Fig. 578.



Um also die Farbe der Basis zu erkennen, bedarf man gar keiner senkrecht zur Axe geschnittenen Platte, man kann sie auf die angege-

bene Weise mittelst der dichroskopischen Loupe an einer parallel mit der Axe geschnittenen erkennen.

Bei dunkleren Varietäten des Turmalins ist, wie bereits bemerkt wurde, die Farbe der Basis ganz schwarz. Da nun aber die Farbe der Basis durch solche Schwingungen fortgepflanzt wird, welche senkrecht zur Axe des Krystalls sind, so ist klar, dass auch das dunklere der beiden Bilder, welche die dichroskopische Loupe zeigt, wenn man mittelst derselben bei gehöriger Stellung das Licht analysirt, welches durch zwei der Flächen B des Turmalinwürfels, Fig. 576, hindurchgegangen ist, gleichfalls durch Schwingungen erzeugt wird, welche senkrecht zur Axe aa, also parallel mit bb, dass also die Schwingungen des helleren Bildes der Axe aa parallel sind.

Aus diesem Verhalten hat Haidinger den Schluss gezogen, dass die Schwingungen des polarisirten Lichtes, welches eine parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatte liefert, parallel mit der Krystallaxe seien, woraus dann ferner folgt, dass die Schwingungsebene eines polarisirten Strahles senkrecht zur Ebene ist, welche man mit dem Namen der Polarisationsebene bezeichnet hat. Wir haben bereits auf Seite 495 einen andern von Nörrenberg herrührenden Beweisversuch dieses Satzes kennen gelernt.

Da das hellere der beiden Bilder, in welche die Farbe einer parallel mit der Axe geschnittenen Turmalinplatte durch die dichroskopische Loupe zerlegt wird, durch Schwingungen erzeugt wird, welche parallel mit der Krystallaxe sind, so nennt Haidinger die Farbe dieses helleren Bildes die Axenfarbe, während, wie wir gesehen haben, die Farbe des dunkleren Bildes die Farbe der Basis ist.

Die folgende Liste giebt die zusammengehörigen Farben einiger der von Haidinger untersuchten Turmalinvarietäten an.

Localität.	Farbe der Basis.	Axenfarbe.
Sibirien	Schwarz	Oelgrün.
„	Carmoisinroth	Rosenroth.
Brasilien	Schwarz	Haarbraun.
„	Dunkelbräunlichroth	Gelblichbraun.
„	Grünlichschwarz	Dunkelpistaciengrün.
„	Indigblau	Blass-Berggrün.
Elba	Pistaciengrün	Grasgrün.
„	Oelgrün	Grünlichweiss.

Aehnliche Erscheinungen zeigen auch andere farbige, optisch-einaxige Krystalle; so zeigte z. B.:

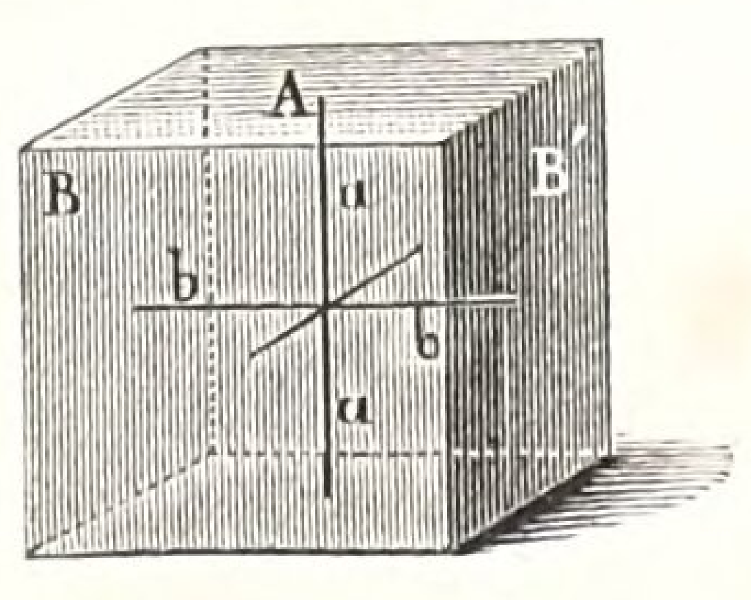
	die Farbe der Basis	die Axenfarbe
Apatit von Cabo de Gata . .	Weingelb	Spargelgrün.
„ „ Schlaggenwald . .	Berggrün	Entenblau.
„ „ „ . .	Lavendelblau	Rosenroth.
Beryll von Sibirien	Grünlichweiss	Himmelblau.
Im Ganzen Berggrün.		
Rauchtopas vom St. Gotthard .	Blassnelkenbraun	Lichtgelblichbraun.
Apophyllit von Pronah . . .	Gelblichweiss	Berggrün.
Zircon von Ceylon	Blassblau	Blassgelb.
Im Ganzen Gelblichweiss.		

An keinem Mineral zeigt sich aber wohl der Dichroismus auffallender als am Pennin. Die Farbe der Basis ist blaugrün, die Axenfarbe ist braungelb, und zwar sind beide Farben sehr intensiv.

Ganz ähnliche Erscheinungen zeigen auch farbige, optisch zweiaxige Krystalle. Eine Platte von essigsaurem Kupferoxyd giebt, mittelst der dichroskopischen Loupe untersucht, ein blaues und ein grünes Bild. Ein Krystall von schwefelsaurem Kobaltoxydul-Ammoniak erscheint violettroth, wenn man ihn durch zwei einander gegenüberliegende Flächen der schiefen Säule betrachtet, gelblichroth dagegen, wenn man senkrecht zu den schiefen Endflächen hindurchschaut. Der Zusammenhang ist jedoch hier etwas complicirter als bei optisch einaxigen Körpern.

Fig. 579 stelle einen Würfel dar, an welchem immer je zwei Flächen auf einer der Elasticitätsaxen senkrecht stehen, so wird im Allgemeinen jedes Flächenpaar eine andere Farbe zeigen. Jede Flächenfarbe aber lässt sich mittelst der dichroskopischen Loupe in zwei Axenfarben zerlegen. Die Flächenfarbe von A lässt sich zerlegen in die Axenfarben b und c, d. h. das Licht, welches durch die Flächen A hindurchgegangen ist, lässt sich in zwei farbige Bilder zerlegen, von denen das eine durch Schwingungen fortgepflanzt wird, welche parallel mit b sind, während die Schwingungen des andern Bildes in der Richtung der Axe c stattfinden.

Fig. 579.



Die Flächenfarbe B lässt sich in die Axenfarben a und c, die Flächenfarbe C in die Axenfarben a und b zerlegen.

In diese Classe von Krystallen gehört auch das Mineral, welches bisher unter dem Namen Dichroit bekannt war.

An einem geschliffenen Würfel dieses Körpers fand Haidinger Folgendes: Die Farbe A schön blau, wenig ins Graue ziehend; B blassblau, C noch blasser und weniger blau als B. Diese letztere ist es, welche oft gelblich erscheint.

Die Farbe der Axe *a* ist gelblichgrau, die von *b* bläulichweiss, die von *c* reines Berlinerblau.

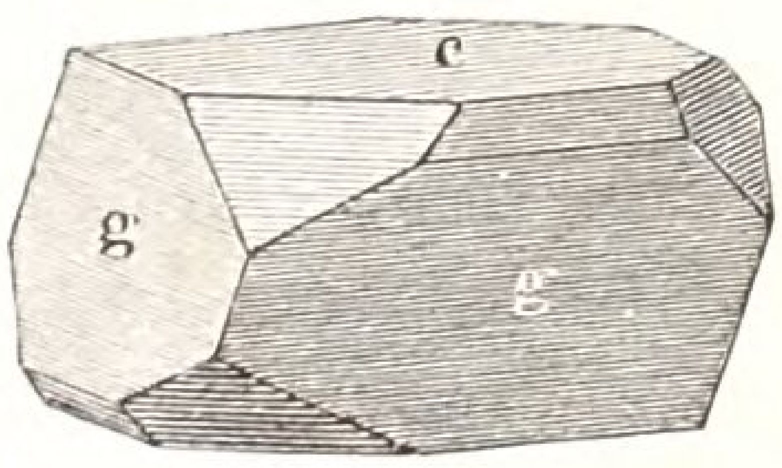
Aehnliche Resultate geben viele andere von Haidinger untersuchte farbige Varietäten optisch zweiaxiger Krystalle; so war z. B. an einem blasscarmoisinrothen Topas aus Brasilien *a* tief carmoisinroth, *b* honiggelb, *c* rosenroth.

Die farbigen optisch zweiaxigen Krystalle zeigen also im Allgemeinen drei verschiedene Flächenfarben und drei verschiedene Axenfarben, weshalb die Bezeichnung Dichroismus hier nicht mehr passend ist. Haidinger schlägt statt dessen die Namen Trichroismus oder Pleochroismus vor.

Ebenso ist auch der Name Dichroit für das bisher so genannte Mineral nicht mehr passend. Haidinger nennt es Cordierit.

Sehr gut lassen sich die drei Axenfarben am schwefelsauren Kobaltoxydul-Ammoniak beobachten. Die Krystalle dieses Salzes gehören dem monoklinischen Systeme an; die häufigste Form derselben ist Fig. 580 dargestellt. — Analysirt man das Licht, welches durch eine Platte senkrecht zu der schiefen Endfläche *c* hindurchgegangen ist, mit der dichroskopischen Loupe, so zeigen die beiden Bilder allerdings keine bedeutende, aber doch entschieden merkliche Farbenverschiedenheit; das eine Bild ist weingelb, das andere ist rothgelb, und zwar ergiebt sich aus einer genaueren Prüfung, dass die Schwingungen des weingelben Bildes parallel sind mit der brachydiagonalen Axe, während die mit der makrodiagonalen Axe parallelen Schwingungen das rothgelbe Bild fortpflanzen.

Fig. 580.



Untersucht man auf gleiche Weise eine durch Vorherrschen zweier paralleler Säulenflächen *g* gebildete Platte, so zeigen die beiden Bilder einen sehr bedeutenden Contrast; das eine Bild nämlich ist rothgelb, das andere, dessen Schwingungen nahezu in die Richtung der Säulenaxe fallen, ist röthlich violett.

Mit Hülfe der dichroskopischen Loupe hat Haidinger auch den metallglänzenden Schiller untersucht, welcher manchen Krystallen ein so prachtvolles Ansehen giebt. Er hat nachgewiesen, dass auch die Farben des reflectirten Lichtes von der Lage der spiegelnden Flächen und der Einfallsebene gegen die Krystallaxen abhängig sind. Das Barium-Platincyanür z. B. erscheint im durchgehenden Lichte gelb; im reflectirten Lichte zeigt die Oberfläche bei günstiger Lage einen blauen Metallschimmer. Bei Untersuchung des reflectirten Lichtes mit der dichroskopischen Loupe erscheint nun, wenn die Einfallsebene parallel mit der Axe ist, das eine Bild weiss, das andere lasurblau.

Leider gehören die Körper, welche die interessanten Erscheinungen zeigen, zu den selteneren. Haidinger untersuchte unter anderen Körpern, welche diesen Metallschiller zeigen, chrysaminsaures Kali,

Magnesium-Platincyanür, Chromsäure, krokonsaures Kupferoxyd, Jodblei, Kalium-Platincyanür, Kalium-Iridium-Chlorid, Murexyd etc.

Wenn eine Oberflächenfarbe vorhanden ist, so ist sie stets complementär zur Körperfarbe der Substanz.

181 Erscheinungen in geglühten oder gepressten Gläsern.

Wenn man geglühte und schnell abgekühlte Glasplatten von beliebiger Form in den Polarisationsapparat, etwa auf das mittlere Tischlein oder den unteren horizontalen Spiegel legt, so beobachtet man mannigfaltige, bald mehr, bald weniger regelmässige, oft sehr schöne Farbenerscheinungen; so zeigt z. B. eine geglühte quadratische Platte von dickem Spiegelglas oder ein geglühter Glaswürfel zwischen den gekreuzten Spiegeln des Apparates die Farbenerscheinung Fig. 5 Taf. XI, ein geglühter massiver Glascylinder Ringe, Fig. 6 Taf. XI.

Der Grund dieser Erscheinung ist offenbar in der besonderen Anordnung der Theilchen, in dem gespannten Zustande zu suchen, welcher durch die rasche Abkühlung hervorgerufen wird. In der That braucht man nur solche Gläser wieder zu erhitzen und sie dann langsam abkühlen zu lassen, um zu erreichen, dass alle diese Farbenerscheinungen verschwinden.

Wenn man eine Art Hülse, Fig. 581, bis zu 100° oder 150° erwärmt und dann einen Glascylinder hineinsteckt, so werden die äussersten Theil-

Fig. 581.



chen erwärmt, während die inneren noch kalt sind; es entsteht dadurch ein Spannungszustand, welcher sich ebenfalls durch Farbenerscheinungen im polarisirten Lichte kundgiebt, welche der in Fig. 6 Taf. XI ähnlich sind.

In Fig. 582 ist eine Presse dargestellt, welche dazu dient, Streifen von dickem Glase zu biegen; während dieses gespannten Zustandes zeigen sich nun an einem solchen Glasstücke im Polarisationsapparate farbige Streifen.

Wenn man eine quadratische Platte von dickem Spiegelglase in der Presse, Fig. 583, zusammendrückt, so zeigt die Platte im Polarisationsapparate in der Richtung der Compression eine Farbenerscheinung, welche in Fig. 7 und Fig. 8 Taf. XI dargestellt ist, und zwar Fig. 7 für schwächere, Fig. 8 für stärkere Compression.

Die doppelte Brechung und die Farbenringe in geglühten Gläsern zeigen, so ähnlich auch in anderen Beziehungen die Erscheinungen sein mögen, doch wesentliche Unterschiede von der doppelten Brechung und den Farbenerscheinungen in doppeltbrechenden Krystallen, indem beim geglühten Glase die Erscheinung mehr an eine bestimmte Stelle gebun-

den ist, bei den Krystallen hingegen nur von der Richtung der durchgehenden Strahlen abhängt.

Fig. 582.

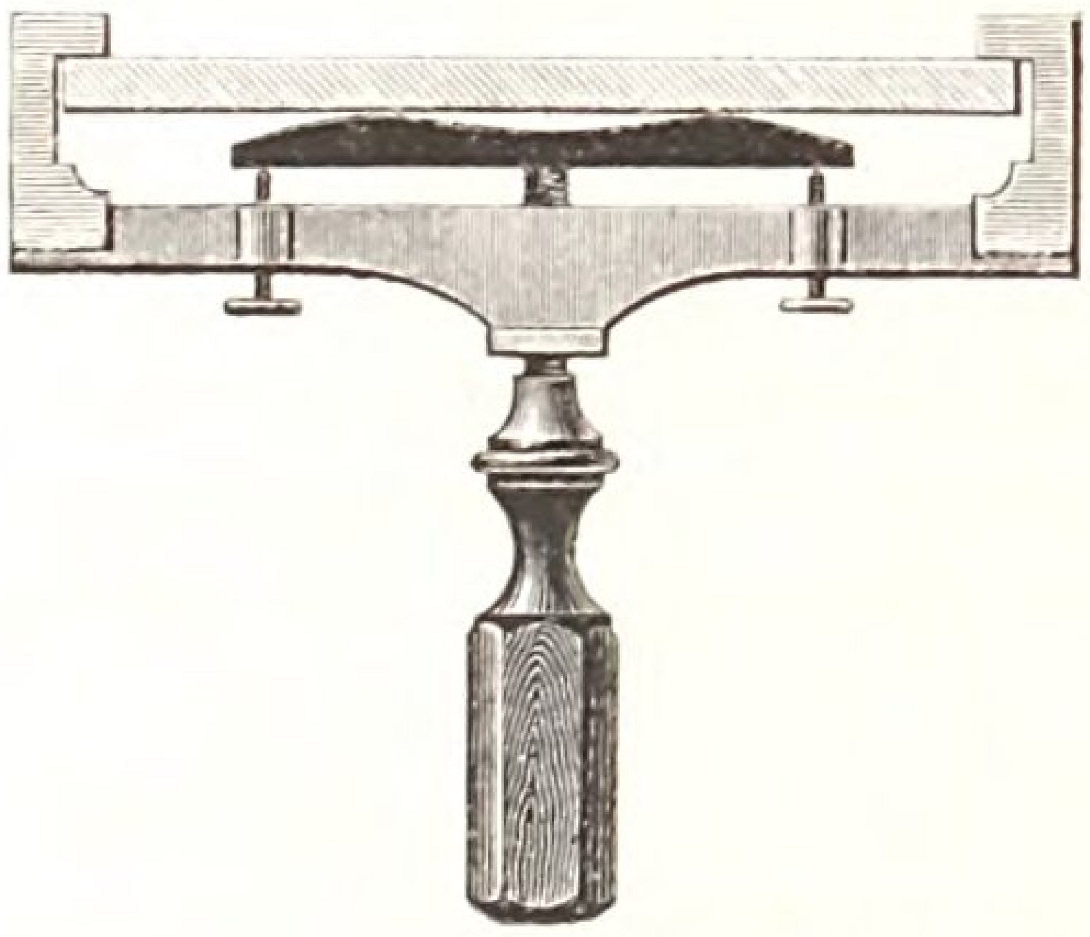
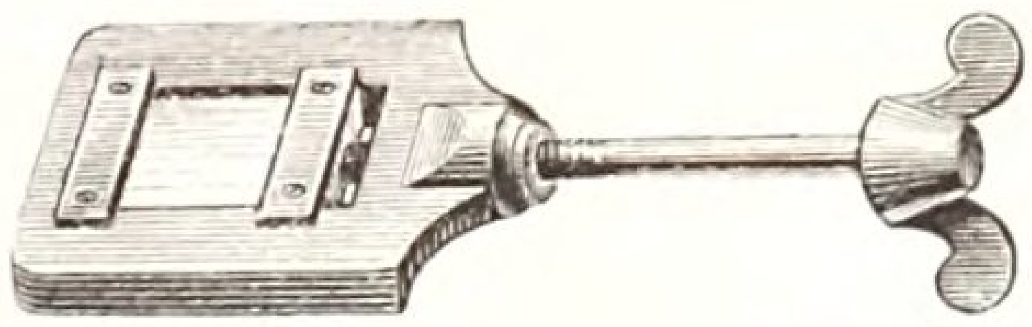


Fig. 583.



Wenn die geglühte Glasplatte auf dem mittleren Tischlein des Polarisationsapparates oder auf dem horizontalen Spiegel desselben liegt, so sind alle Strahlen, welche von der Platte ins Auge gelangen, nahezu rechtwinklig zu der Oberfläche der Platte durch dieselbe hindurchgegangen; dass die Mitte der Platte Fig. 5 Taf. XI zwischen gekreuzten Spiegeln dunkel erscheint, während näher am Rande farbige Ringe auftreten, liegt nicht daran, dass die Strahlen in der Mitte in anderer Richtung durch die Glasplatte hindurchgegangen sind, als die am Rande, sondern dass in der Mitte der Glasplatte ein anderer Spannungszustand herrscht, als näher nach dem Rande hin. Wenn man bei einer senkrecht auf die Axe geschnittenen Kalkspathplatte die Hälfte, drei Viertel u. s. w. zudeckt, so zeigt der freie Rest für sich noch das Ringsystem ebenso vollständig wie die ganze Platte; eine geglühte Glasplatte zeigt eben nur die Hälfte des Ringsystemes, Fig. 5 oder Fig. 6 Taf. XI, wenn man sie zur Hälfte zudeckt, wenn man auch die Mitte der freien Hälfte wieder in die Mitte des Gesichtsfeldes schiebt.

Daraus geht nun unzweifelhaft hervor, dass eine geglühte und ebenso eine gepresste Glasplatte nicht in ihrer ganzen Ausdehnung nach derselben Richtung auch gleich starke doppelte Brechung besitzt, wie dies bei doppeltbrechenden Krystallen der Fall ist, sondern dass an einzelnen Stellen die doppelte Brechung stärker ist als an anderen.

Das Polarisationsmikroskop ist eine Combination des Pola- 182
risationsapparates mit dem Mikroskop. Neuestens werden auch die im §. 157 beschriebenen Apparate mit diesem Namen belegt. Es ist leicht, wenn das Instrument nicht schon von vornherein zu diesem Zweck eingerichtet ist, aus einem jeden Mikroskop ein Polarisationsmikroskop zu machen; man braucht nur unter dem Objecttisch ein Nicol'sches Prisma zu befestigen, so dass nur polarisirtes Licht auf die Objecte fällt, und ein zweites Nicol dicht über dem Ocular oder in der Ocularröhre anzubringen.

Kleine Kryställchen, unter das Objectiv eines solchen Mikroskops gebracht, erscheinen, wenn sie doppeltbrechend sind, mit mehr oder weniger glänzenden Farben, und zwar auf schwarzem Grunde, wenn die Nicols gekreuzt, auf hellem Grunde, wenn ihre Schwingungsebenen parallel sind; diese Contraste heben die Gestalten ganz ungemein, so dass man mit einem solchen Mikroskop oft Details unterscheiden kann, welche man ohne Polarisationsvorrichtung nicht sieht; dann aber hat man hier das einfachste Mittel, an den kleinsten Bruchstücken von Krystallen zu entscheiden, ob dieselben dem regulären Krystallsysteme angehören oder nicht, indem ja den regulären Krystallen die Erscheinungen der doppelten Brechung fehlen.

Mit Hülfe des Polarisationsapparates kann man sich nun aber auch sehr leicht davon überzeugen, dass die meisten organischen Gebilde, z. B. Seifenfäden, Wallrath, Haare von Menschen und Thieren, Pergament, Knorpel, Federkiele etc. bald mehr, bald weniger schön und deutlich die Erscheinungen der chromatischen Polarisation zeigen, und dadurch gerade bietet das Polarisationsmikroskop ein treffliches Mittel, um die Structur jener Gebilde zu untersuchen.

An organischen Stoffen hat zuerst Brewster die Erscheinungen doppelter Brechung beobachtet.

Wir können hier natürlich nicht in eine detaillirtere Besprechung dieser Erscheinungen eingehen und wollen nur einige der interessanteren hervorheben.

Ein Stärkemehlkorn zeigt im Polarisationsmikroskope zwischen gekreuzten Nicols ein schwarzes Kreuz, Fig. 585, welches wegen der mehr oder weniger unregelmässigen äusseren Gestalt der Körner immer etwas verzerrt erscheint. Das schwarze Kreuz geht in ein helles, Fig. 584, über, wenn man das obere Nicol aus der gekreuzten Stellung so dreht, dass seine Schwingungsebene mit der des unteren parallel wird.

Sehr interessante Polarisationserscheinungen zeigen die Krystalllinsen von Fischaugen. Um solche Linsen für die Beobachtung zu präpariren, werden sie an der Luft getrocknet, dann in Oel mittelst eines Wasserbades gekocht und endlich aus der so behandelten Kugel durch Feilen und Schleifen eine von parallelen Flächen begränzte Platte hergestellt, die man mit Canadabalsam zwischen zwei Glasplatten einkittet.

Fig. 584.

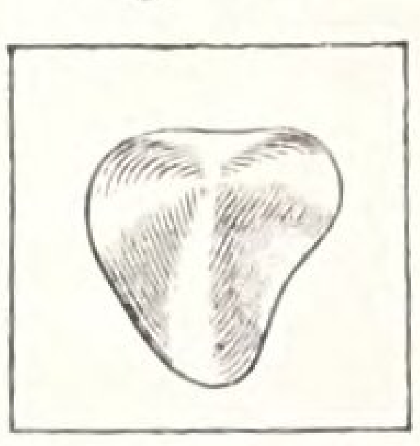


Fig. 585.



Eine so aus einem Fischauge hergestellte Platte zeigt im Polarisationsmikroskop ein Ringsystem, welches grosse Aehnlichkeit mit dem Ringsysteme einer senkrecht zur Axe geschnittenen Kalkspathplatte hat. Bei genauerer Untersuchung ergiebt sich jedoch, dass die doppelte Brechung eines Fischauges sowohl wie der meisten organischen Gebilde nicht von der Art ist, wie die doppelte Brechung in einem Krystall, sondern dass die Farbenerscheinungen, welche sie zeigen, in die Kategorie

derjenigen gehören, welche man an geglühten und gepressten Gläsern wahrnimmt.

Auch zum Studium der Knochenstructur leistet der Polarisationsapparat vorzügliche Dienste. Man sehe hierüber V. v. Ebner's Untersuchungen über den feineren Bau der Knochensubstanz (Wiener Akademiebericht Bd. LXXII, 3. Abth.). Derselbe Autor machte darauf aufmerksam, dass mittelst eines Nikols entschieden werden kann, ob gewisse hystologische Elementartheile, welche verschieden starkes Lichtbrechungsvermögen zeigen, wesentlich verschieden seien, oder ob diese verschieden starke Brechung nur von der verschiedenen Lage doppeltbrechender Substanzen herkomme.

Zum Schluss wollen wir hier noch eine gleichfalls auf doppelte Brechung gegründete Methode erwähnen, nach welcher man selbst an mikroskopisch kleinen Krystallen die Winkel noch mit grosser Genauigkeit messen kann.

Fig. 586 stellt die dazu gehörige Vorrichtung im Durchschnitt, Fig. 587 stellt eine perspectivische Ansicht derselben dar, welche mittelst des Ringes *ba* auf die Ocularröhre eines Mikroskopes aufgesetzt

Fig. 586.

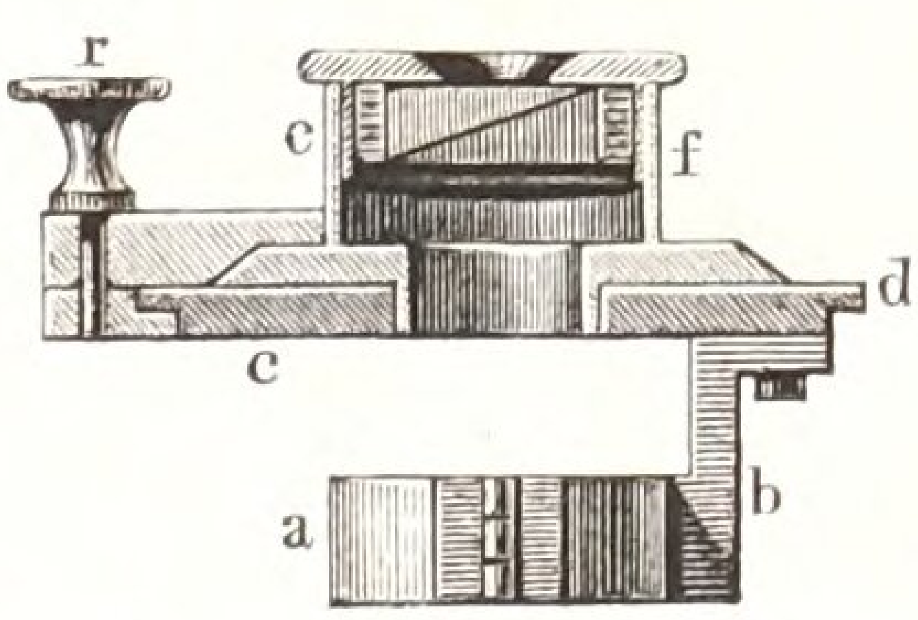
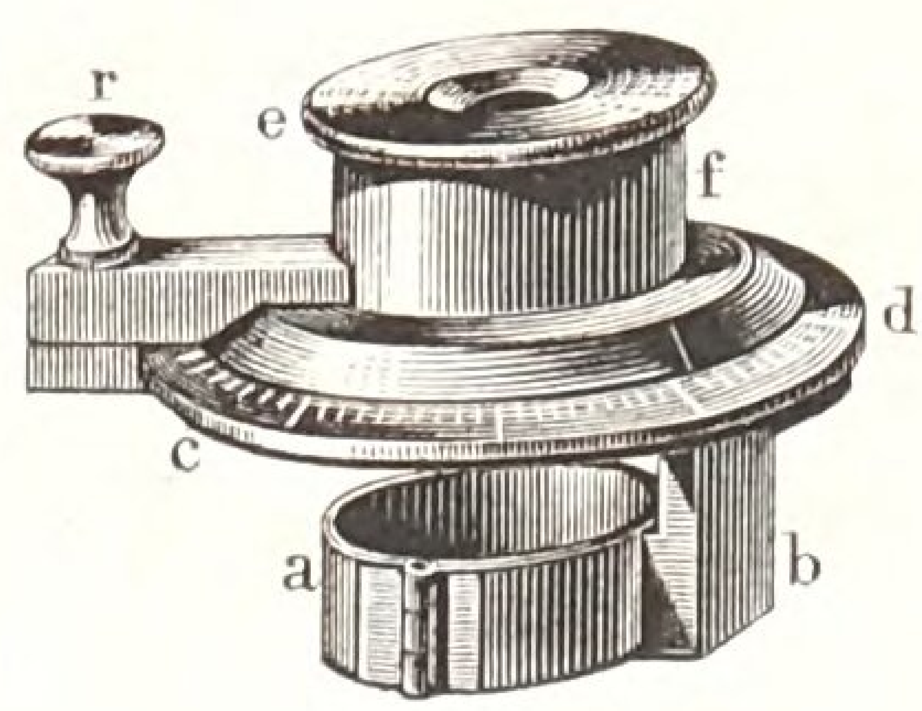


Fig. 587.



wird. Dieser Ring trägt den getheilten Kreis *cd*, in welchem die auf einer abgeschrägten Platte sitzende Hülse *ef* sich um ihre verticale Axe drehen lässt. In dieser Hülse steckt ein schwach doppeltbrechendes Prisma, etwa ein achromatisirtes Quarzprisma, welches also gerade über die Ocularlinsen des Mikroskopes zu stehen kommt.

Schaut man nun durch das doppeltbrechende Prisma in das Mikroskop, so wird man von allen unter dem Objectiv liegenden Gegenständen doppelte Bilder sehen, die sich theilweise überdecken. Liegen nun kleine Kryställchen, etwa rhombische Tafeln, auf dem Objecttische, so wird man eine solche Tafel doppelt sehen, ungefähr wie Fig. 588 (a. f. S.) zeigt. Die gegenseitige Stellung der beiden Bilder ändert sich aber, wenn man das Prisma dreht, und man kann es leicht dahin bringen, dass die Bilder *ab* und *a'b'* derselben Kante in eine gerade Linie fallen, wie Fig. 589 (a. f. S.) zeigt. Hat man diese gegenseitige Stellung der beiden Bilder erzielt, so wird der Nonius abgelesen und dann das Zerlegungsprisma so weit gedreht, dass nun die Kanten *bd* und *b'd'* in eine gerade Linie fallen, wie Fig. 590 (a. f. S.) zeigt. Aus einer nun vorgenommenen zweiten Ablesung

des Nonius ergiebt sich der Winkel, um welchen man das Prisma drehen musste, um die Bilder der Krystallplatte aus der gegenseitigen Stellung

Fig. 588.

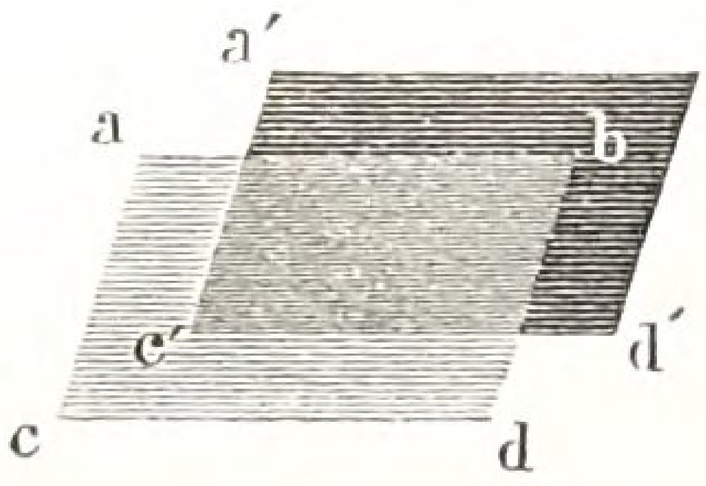


Fig. 589.

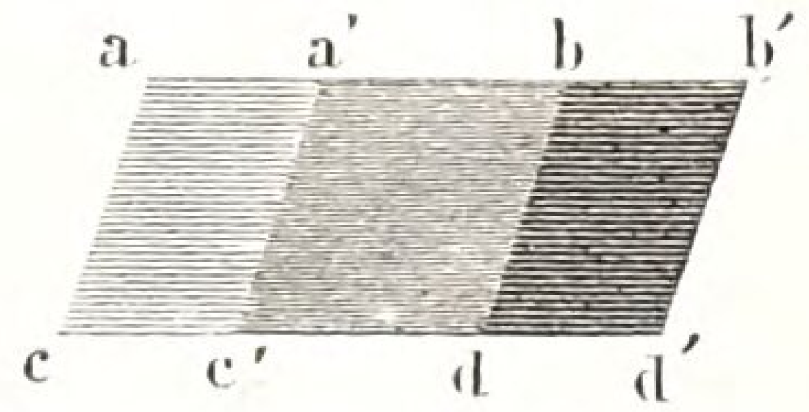


Fig. 590.

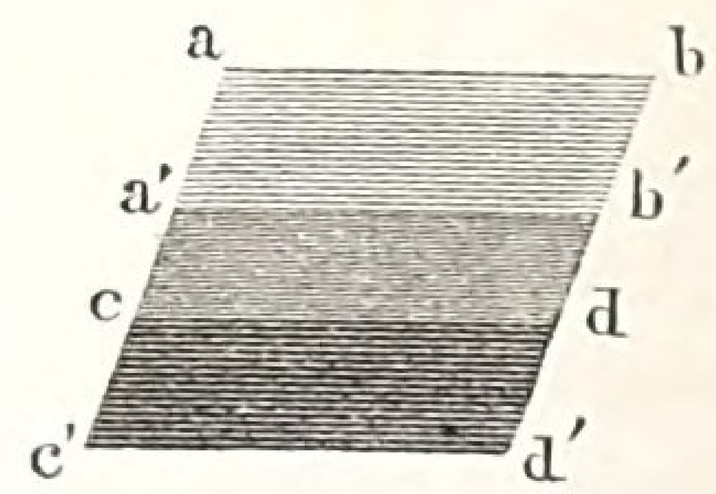
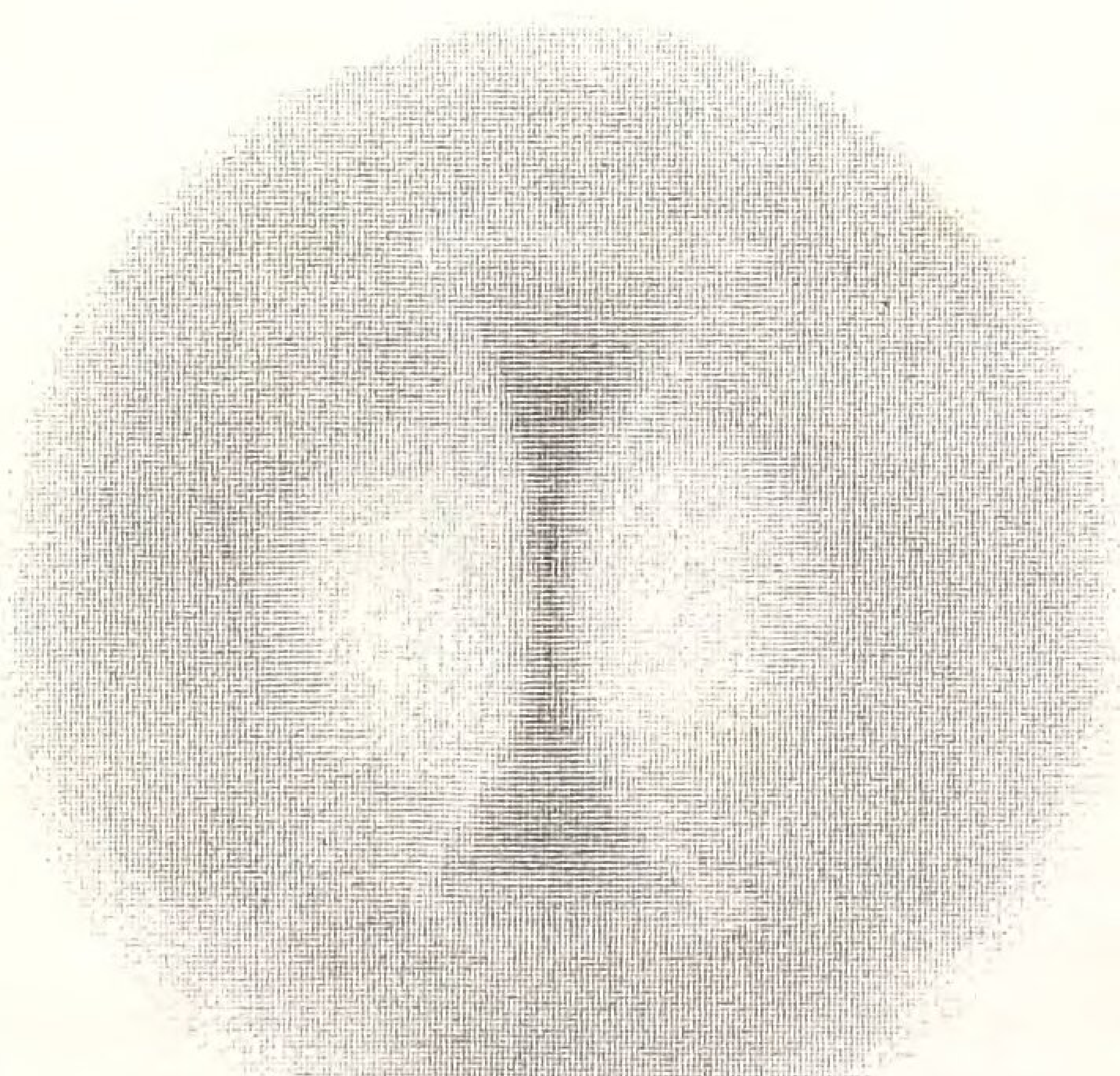


Fig. 589 in die Stellung Fig. 590 zu bringen, und diesen Winkel hat man nur von 180⁰ abzuziehen, um die Grösse des Winkels *abd* zu erhalten.

183 **Haidinger's Büschel.** Richtet man einen vor das Auge gehaltenen Polarisator, z. B. eine Turmalinplatte oder besser ein Nikol'sches Prisma gegen einen hellen weissen Hintergrund, so erblickt man bei aufmerksamer Beobachtung im Fixationspunkte eine unscheinbare Zeichnung, welche von verschiedenen Beobachtern verschieden beschrieben wird. Mir erscheint dieselbe als ein System von zwei gekreuzten Büscheln nebenbei gezeichneter Form, Fig. 591. Das dunklere, gelblich gefärbte Büschelpaar liegt stets parallel der Polarisationsebene, das andere hellere bläuliche senkrecht dazu.

Fig. 591.



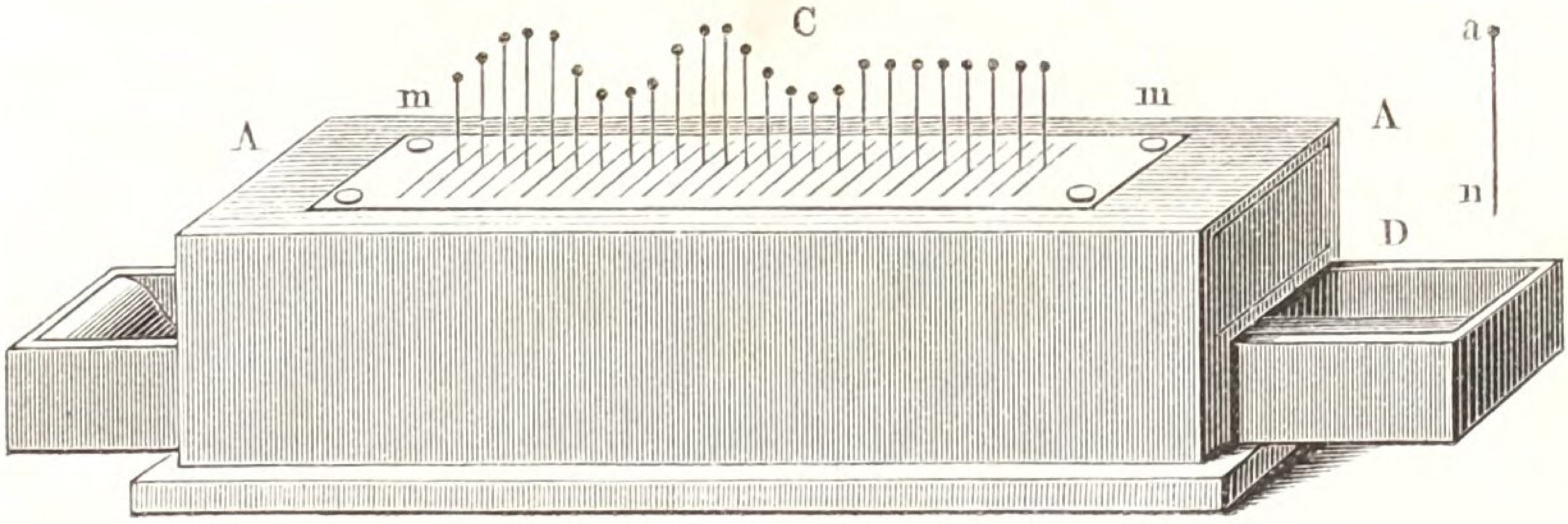
Man sieht die Erscheinung meistens nur einige Secunden lang; um sie wieder hervorzurufen, dreht man den Nikol rasch um 90⁰, wobei dann der Farbencontrast die Sichtbarkeit erhöht.

Diese zuerst von Haidinger (Pogg. Ann. Bd. LXIII) beschriebene Erscheinung hat Helmholtz (Phys. Optik S. 421) durch eine Eigenthümlichkeit im Bau der Netzhaut des Auges erklärt. Unser Auge kann demnach unmittelbar als ein, wenn auch sehr wenig empfindliches und unsicheres Polariskop dienen, und es ist daher nicht ganz streng richtig, dass uns polarisirtes Licht ganz so wie unpolarisirtes erscheint.

Hilfsmittel zur Demonstration der Wellenbewegung 184
des polarisirten Lichtes. In §. 110 haben wir bereits den Crova'schen Wellenapparat als Hilfsmittel zur Demonstration der Transversalwellen abgebildet und die Beschreibung einer von Plücker (Pogg. Ann. Bd. LXXVIII) ersonnenen, von Fessel in Cöln ausgeführten mechanischen Wellenmaschine in Aussicht gestellt.

Fig. 592 bis 594 giebt eine perspectivische Darstellung dieses Apparates. Man erkennt daran leicht folgende Bestandtheile:

Fig. 592.



AA ist ein hölzerner prismatischer Kasten, der in eine obere und untere Abtheilung zerfällt. Die obere Fläche des Kastens ist mit einer Messingplatte mm mit parallelen, geradlinigen Einschnitten in gleichen Abständen versehen.

Ganz dieselben Einschnitte befinden sich in dem Mittelstücke D, welches die beiden Etagen von einander scheidet.

Fig. 593 ist ein hölzerner Schieber mit eingelegtem, wellenförmig gebogenem Blech, welches von der Mitte w_2 bis w_3 eben verläuft. Dieser Schieber passt in die untere Etage und kann leicht hin und her geschoben werden.

Fig. 593.

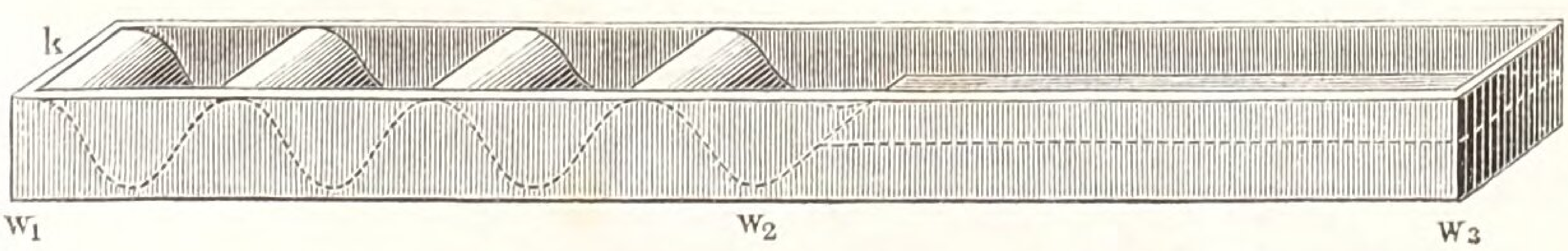


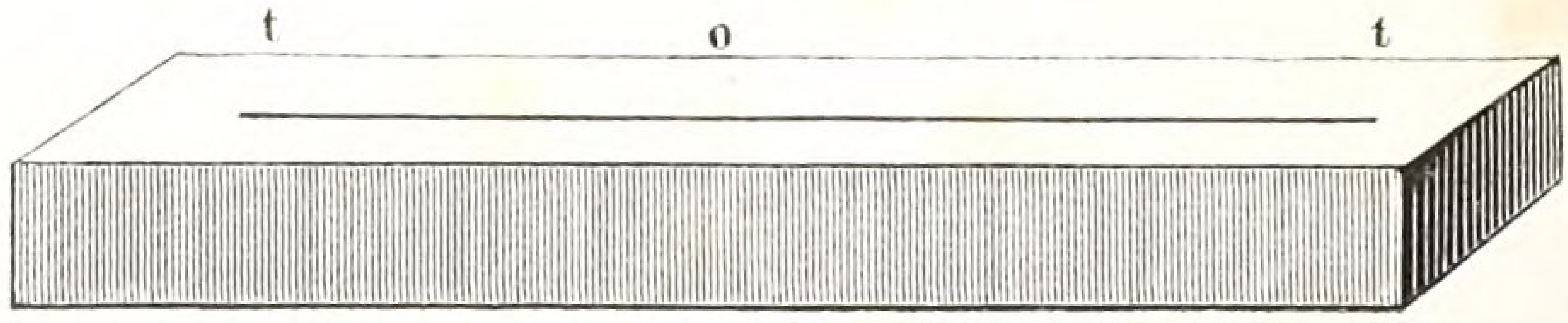
Fig. 594 (a. f. S.) ist ein hohles Parallelepiped mit einem Längsschlitze tt, welches in die obere Etage, mit welcher es gleiche Länge hat, hineinpasst.

Endlich sind noch eine Anzahl gleich langer Nadeln mit grossen Knöpfen (Fig. 592 an) in die Spitze der Deckplatte eingesenkt, welche durch die letzteren Schlitze, sowie durch den Schlitz tt eine Führung in horizontaler Ebene, durch die wellenförmige Fläche in Fig. 593 eine bestimmte Lage der Höhe nach erhalten.

Es leuchtet nun unmittelbar ein, dass die Nadelknöpfe, welche die Aethertheilchen vorzustellen haben, sich in eine gerade Linie stellen, so

lange der ebene Theil $w_2 w_3$ sich unter den Nadeln befindet, dass sie dagegen eine verticale Welle bilden, sobald man den gewellten Theil

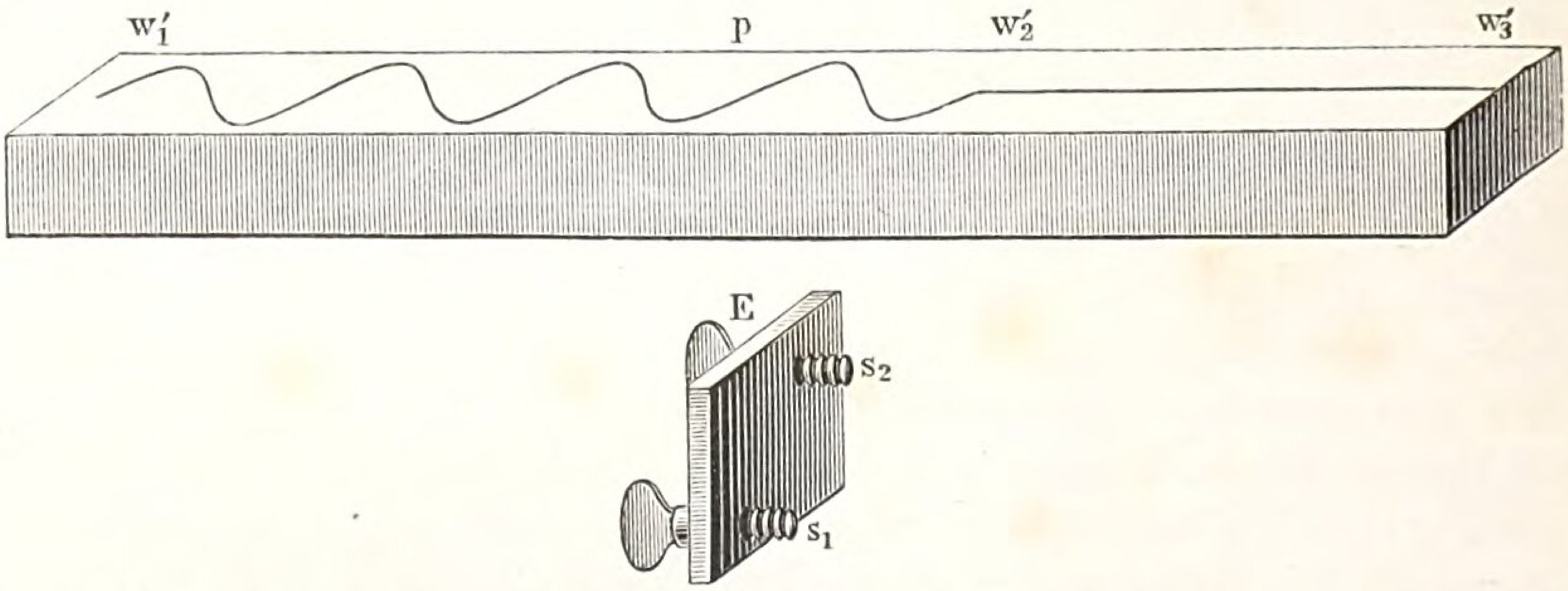
Fig. 594.



$w_1 w_2$ unterschiebt, und dass sie eine fortschreitende Transversalwelle, einem in verticaler Ebene geradlinig polarisirten Strahle entsprechend, darstellen, wenn man den Schieber in gleichförmige Bewegung setzt.

Zu weiteren Experimenten benöthigt man an Stelle des Parallelepipeds, Fig. 594, einen Schieber von der Form Fig. 595. Derselbe ist ebenfalls hohl, seine obere und untere Fläche ist von w'_1 bis w'_2

Fig. 595.



nach einer Wellenlinie, von w'_2 bis w'_3 geradlinig geschlitzt. Die Form dieser Welle stimmt mit jener von Fig. 592 überein. Dieser Schieber wird mittelst des Kopfes E an den andern Schieber, Fig. 593, befestigt, so dass beide mit einander verschoben werden; dabei gestattet aber die Schraube s_2, den oberen Schieber gegen den unteren um einen beliebigen Bruchtheil einer Wellenlänge zu verstellen. Wenn nun nach dem Einstecken der gleich langen Nadeln die beiden verbundenen Schieber bewegt werden, so müssen die Nadelköpfe zugleich eine horizontale und eine verticale Wellenbewegung ausführen, welche sich im Allgemeinen zu einer elliptischen Bewegung combiniren wird, die je nach dem hergestellten Gangunterschied auch eine kreisförmige oder eine geradlinige werden kann. Je nach der Stellung der Schraube s_2 erhält man also eine Nachbildung des elliptisch, circular oder geradlinig polarisirten Lichtes und seiner Entstehung durch Interferenz zweier senkrecht auf einander geradlinig polarisirter Strahlen mit willkürlich veränderlichem Gangunterschiede.

Endlich kann man, unter Anwendung des hohlen Parallelepipeds, Fig. 594, und einer Reihe von Nadeln, deren wechselnde Länge den Ordi-

naten einer Wellencurve gleichkommt, die Interferenz zweier in derselben Ebene geradlinig polarisirter Strahlen demonstriren. Es dürfte wohl kaum nöthig sein, über die Ausführung und möglichen Modificationen dieses Experimentes noch Weiteres anzuführen.

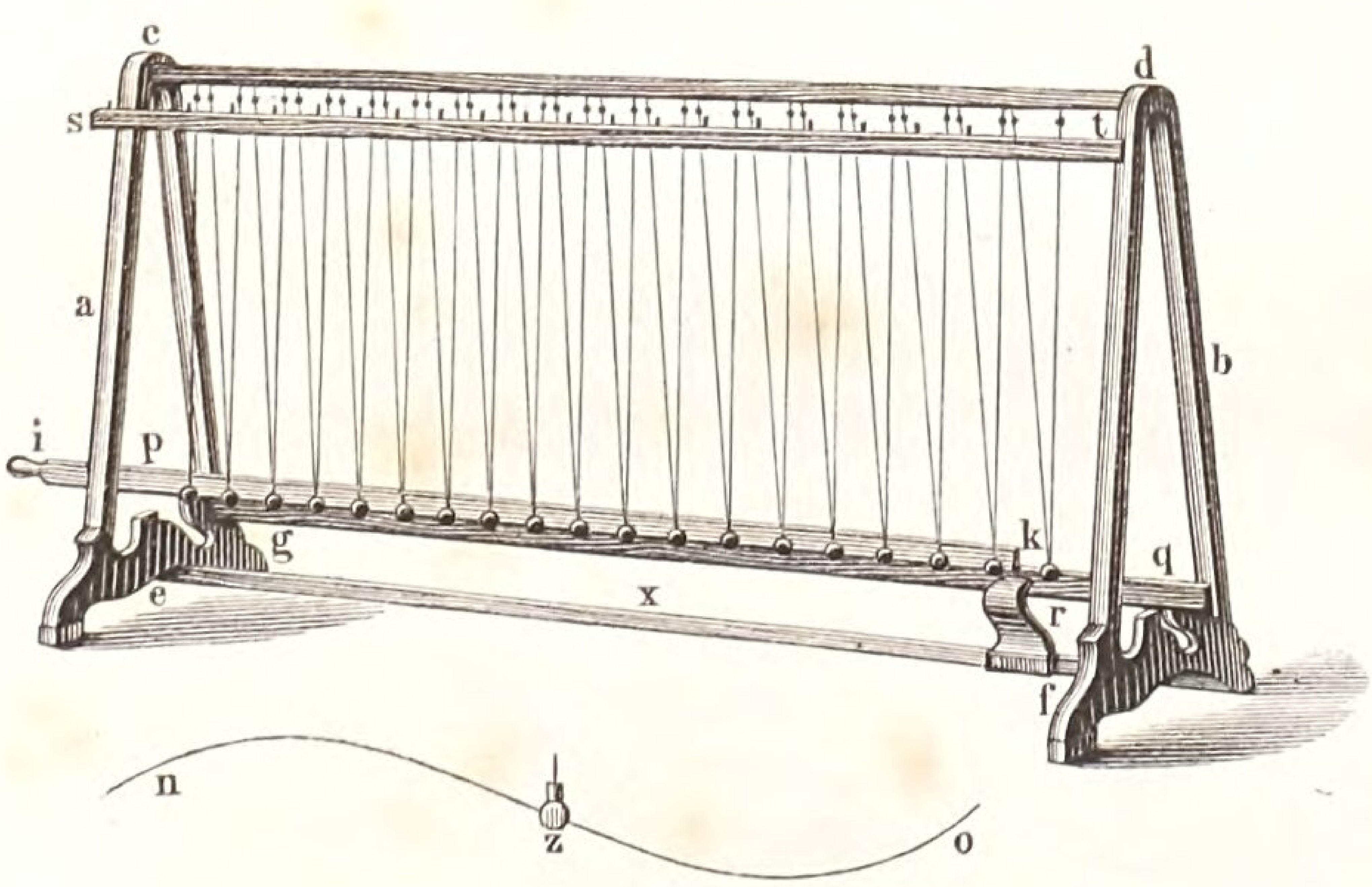
Fessel hat noch eine complicirtere Wellenmaschine construirt, mit welcher man noch andere Interferenzerscheinungen, insbesondere auch die Zerlegung eines geradlinig polarisirten Strahles in zwei senkrecht auf einander polarisirte Componenten im Kalkspath und deren Wiedervereinigung beim Austritt, ferner die Zerlegung in zwei kreisförmig polarisirte Strahlen, im Bergkrystall etc. demonstriren kann.

Ein vorzüglicher Wellenapparat vom Orgelbauer Schulze zu Paulinzell in Thüringen, beruhend auf den Principien von Wheatstone's und Fessel's Wellenmaschinen findet sich in Pogg. Ann. 1857 C, S. 583 bis 589 beschrieben. Als besonders geeignet zur Darstellung der Bewegungen des polarisirten Lichtes wird ferner der Wellenapparat von Gerling (Pogg. Ann. 1858 CV, S. 175 bis 210) bezeichnet. Ausserdem giebt es noch Wellenapparate von Wheatstone, Eisenlohr, Pierre und Mach.

Wir wollen zum Schluss noch den letzteren in der von Hajeck gegebenen Ausführung kurz beschreiben, da er sich jedenfalls durch Einfachheit auszeichnet und wegen der Longitudinalwellen auch in der Akustik vortheilhafte Anwendung findet.

An der Leiste *cd* des Gestelles Fig. 596 sind eine Anzahl weisser Kugeln an je zwei Schnüren so aufgehängt, dass die Schwin-

Fig. 596.



gungsebene der pendelnden Kugeln je nach Bedarf parallel zu *cd* oder senkrecht darauf gestellt, sowie auch während der Schwingungen umgelegt werden kann. Man kann dann folgende Demonstration ausführen:

Die fortschreitende Transversalwelle. Man legt, nachdem die Schwingungsebene senkrecht auf *cd* gestellt ist, die Kugeln

hinter die Leiste *ik* und zieht dieselbe mit gleichförmiger Geschwindigkeit heraus, wodurch die Kugeln, nach einander ausgelöst, alle dieselbe Schwingung ausführen, aber immer eine später als die andere.

Die stehende Transversalwelle. Man verwendet hier den Draht *no*, setzt dessen Stift *z* in das Loch *x* der Leiste *cf* und bringt die Kugeln theils auf die eine, theils auf die andere Seite des Drahtes. Dreht man nun den Draht rasch zur Seite, so lässt er plötzlich alle Kugeln frei.

Die fortschreitende Longitudinalwelle. Die Schwingungsebene wird parallel zu *cd* gestellt und der Schieber *r* wird an der Leiste *cf* mit gleichförmiger Geschwindigkeit hingeschoben. Hierbei nimmt er jede Kugel ein Stück weit mit und alle vollführen wieder die gleiche Schwingung, nur eine nach der andern. Das Fortschreiten der Verdichtungen und Verdünnungen, sowie die übrigen Eigenschaften der Longitudinalwelle zeigen sich hierbei sehr auffallend.

Die stehende Longitudinalwelle. Die Leiste *st* wird auf die Vorsprünge *pq* gelegt und die Kugeln erhalten durch die auf derselben befestigten Drahtstifte die grössten Excursionen, welche ihnen in einer stehenden Longitudinalwelle zukommen. Zieht man die Leiste *st* zurück, so werden alle Kugeln gleichzeitig ausgelöst. Endlich lassen sich die Schwingungsweisen in Stäben, Saiten, Pfeifen mit einem oder mehreren Knoten anschaulich machen. Man entfernt hierbei die überflüssigen Pendel, indem man die Schnüre um *cd* herumschlingt.

Nachträge.

Zu Seite 16. Die daselbst ausgeführte Ableitung der Beleuchtungsstärke gilt nur unter Beschränkung auf jenes Licht, welches in der Zeichnungsebene ausgestrahlt wird und hat daher keinen praktischen Werth. Um die wirklich stattfindende Intensität J im Punkte C zu berechnen, setzen wir die Höhe des Lichtes $AL = H$, die horizontale Entfernung $AC = E$, den Abstand $LC = R$, den Winkel $LCA = \alpha$, die Intensität bei senkrechter Bestrahlung im Abstand Eins $= 1$. Dann ist offenbar:

$$J = \frac{1}{R^2} \sin \alpha = \frac{H}{R^3}.$$

Die Intensität ist also unter diesen Bedingungen dem Kubus des Abstandes R verkehrt proportional. Man findet ferner:

$$J = \frac{H}{R^3} = \frac{H}{(\sqrt{H^2 + E^2})^3}.$$

Es lässt sich zeigen, dass dieser Werth am grössten wird, wenn

$$H = E\sqrt{\tfrac{1}{2}} = 0{\cdot}7071\, E.$$

Die Höhe des Lichtes ist also am günstigsten nahe $= \frac{7}{10}$ der horizontalen Entfernung. Für den Winkel α findet man dann:

$$\tang \alpha = \frac{H}{E} = \sqrt{\tfrac{1}{2}} = \tang 35^0\, 16'.$$

Der auf Seite 76 und Seite 85 mitgetheilte, noch aus der vorigen Auflage herübergenommene Nachweis des Minimums der Ablenkung durch das Prisma leidet etwas an Unbehilflichkeit. Wir setzen daher hier nachträglich den von Eisenlohr gegebenen Beweis hierher. i und i' seien Eintritts- und Austrittswinkel, x und y die zugehörigen Winkel innerhalb des Prismas, dessen Kantenwinkel g und dessen Totalablenkung d sei. d wird am kleinsten, wenn $i + i'$, also auch wenn $\sin(i + i')$ am kleinsten wird.

Nun ist
$$\sin i = n \sin x, \qquad \sin i' = n \sin y$$
$$\sin i + \sin i' = n(\sin x + \sin y)$$
$$\sin i - \sin i' = n(\sin x - \sin y)$$

$$\sin\frac{i + i'}{2} \cdot \cos\frac{i - i'}{2} = n \,.\, \sin\frac{x + y}{2} \cdot \cos\frac{x - y}{2} \;.\;.\; 1)$$

$$\cos\frac{i + i'}{2} \cdot \sin\frac{i - i'}{2} = n \,.\, \cos\frac{x + y}{2} \cdot \sin\frac{x - y}{2} \;.\;.\; 2)$$

Dividirt man 1) durch 2) so kommt:

$$tang \frac{i + i'}{2} \cdot cot \frac{i - i'}{2} = tang \frac{x + y}{2} cot \frac{x - y}{2}$$

oder:

$$tang \frac{i + i'}{2} \cdot tang \frac{x - y}{2} = tang \frac{x + y}{2} \cdot tang \frac{i - i'}{2} \quad \ldots 3)$$

Es ist nun immer

$i + i' > x + y$, also auch $tang \frac{i + i'}{2} > tang \frac{x + y}{2}$,

folglich, so lange

$i - i'$ und $x - y$ nicht $= 0$ sind, auch $tang \frac{i - i'}{2} > tang \frac{x - y}{2}$,

also auch $i - i' > x - y$, also auch $cos \frac{i - i'}{2} < cos \frac{x - y}{2}$,

so lange dies der Fall ist, folgt aus 1), dass

$$sin \frac{i + i'}{2} > n \, sin \frac{x + y}{2}$$

der kleinste Werth von $sin \frac{i + i'}{2}$, also auch die kleinste Ablenkung d muss daher eintreten, wenn $sin \frac{i + i'}{2} = n \, . \, sin \frac{x + y}{2}$, was dem Werthe $cos \frac{i - i'}{2} = cos \frac{x - y}{2} = 1$ entspricht, also ist die Ablenkung ein Minimum, wenn $i = i'$ und demgemäss auch $x = y$ ist.

Berichtigungen.

Seite 208 Zeile 20 von unten lies: Duboscq statt: Duboscque.

„ 208, dann Seite 240 bis 245, 249 bis 252 lies überall Kirchhoff statt: Kirchhof.

„ 293 „ 9 von unten: Nur Negative werden mit Cyankalium, Positive mit unterschwefligsaurem Natron fixirt; Quecksilbersalze werden zum Tönen nicht mehr gebraucht.

„ 218, 293, 295 lies überall: H. W. Vogel statt: D. H. Vogel, Herm. Vogel.

„ 296 Zeile 9 von oben lies: sechs (Prismen) statt: zwei.

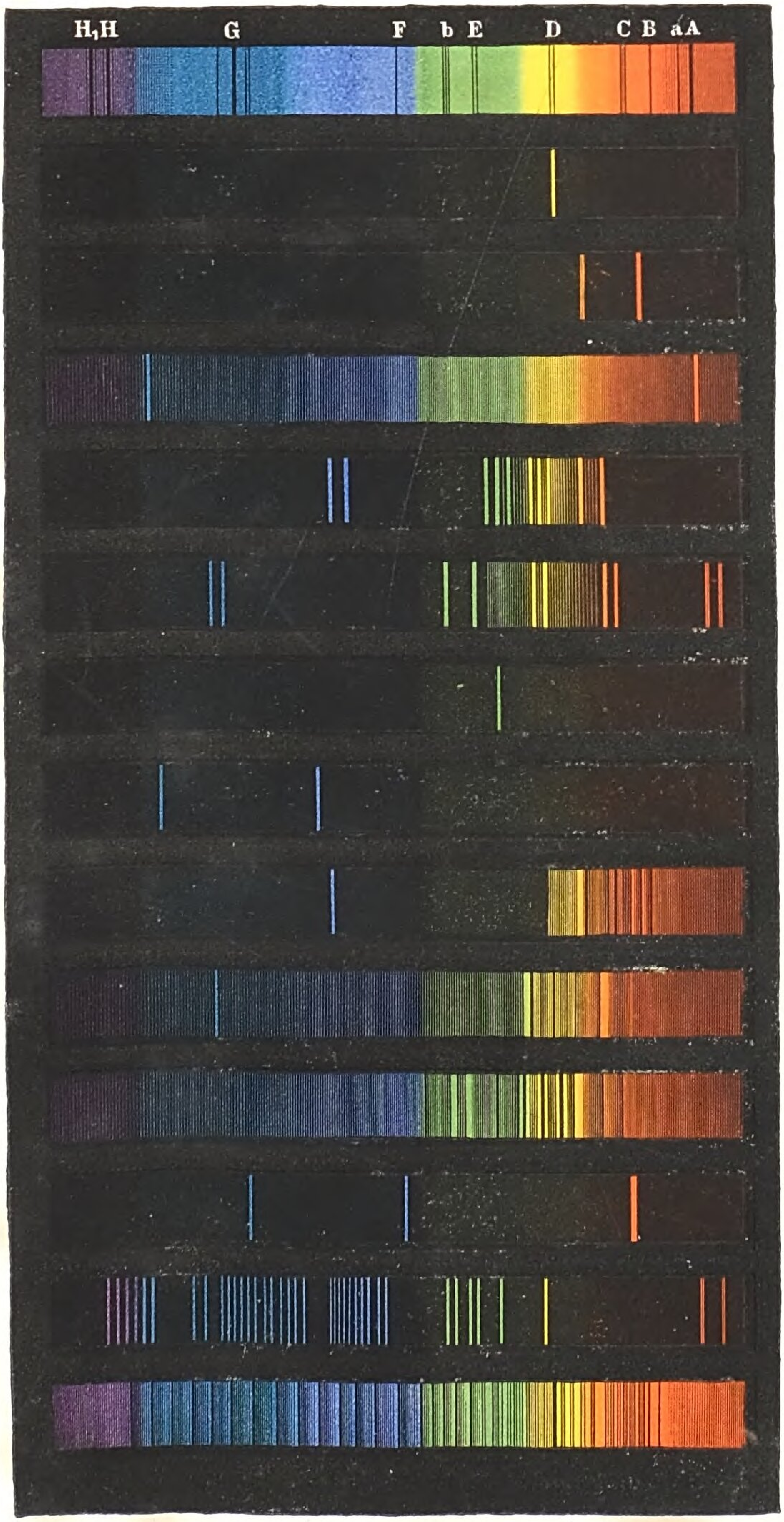
„ 319 „ 15 von unten lies: Fig. 258 statt: Fig. 269.

„ 319 „ 10, 12 und 14 von unten lies: (R, L) statt: $(R_1 L)$.

„ 319 „ 8 von unten ist die Klammer vor dem Worte „auf“ fortzulassen.

Die Paragraphennummern 38 und 51 kommen aus Versehen doppelt vor.

Tafel I.



Sonnen-spectrum		1
Natrium		2
Lithium		3
Kalium		4
Cäsium		5
Rubidium		6
Thallium		7
Indium		8
Strontium		9
Calcium		10
Baryum		11
Wasserstoff		12
Sauerstoff		13
Stickstoff (Säulenspectr.)		14

Emissions-Spe

Dividirt man 1) durch 2) so kommt:

$$tang\,\frac{i+i'}{2}\cdot cot\,\frac{i-i'}{2} = tang\,\frac{x+y}{2}\,cot\,\frac{x-y}{2}$$

oder:

$$tang\,\frac{i+i'}{2}\cdot tang\,\frac{x-y}{2} = tang\,\frac{x+y}{2}\cdot tang\,\frac{i-i'}{2} \quad \cdot\cdot\, 3)$$

Es ist nun immer

$i + i' > x + y$, also auch $tang\,\frac{i+i'}{2} > tang\,\frac{x+y}{2}$,

folglich, so lange

$i - i'$ und $x - y$ nicht $= 0$ sind, auch $tang\,\frac{i-i'}{2} > tang\,\frac{x-y}{2}$,

also auch $i - i' > x - y$, also auch $cos\,\frac{i-i'}{2} < cos\,\frac{x-y}{2}$,

so lange dies der Fall ist, folgt aus 1), dass

$$sin\,\frac{i+i'}{2} > n\,sin\,\frac{x+y}{2}$$

der kleinste Werth von $sin\,\frac{i+i'}{2}$, also auch die kleinste Ablenkung d muss daher eintreten, wenn $sin\,\frac{i+i'}{2} = n\,.\,sin\,\frac{x+y}{2}$, was dem Werthe $cos\,\frac{i-i'}{2} = cos\,\frac{x-y}{2} = 1$ entspricht, also ist die Ablenkung ein Minimum, wenn $i = i'$ und demgemäss auch $x = y$ ist.

Berichtigungen.

Seite 208 Zeile 20 von unten lies: Duboscq statt: Duboscque.

„ 208, dann Seite 240 bis 245, 249 bis 252 lies überall Kirchhoff statt: Kirchhof.

„ 293 „ 9 von unten: Nur Negative werden mit Cyankalium, Positive mit unterschwefligsaurem Natron fixirt; Quecksilbersalze werden zum Tönen nicht mehr gebraucht.

„ 218, 293, 295 lies überall: H. W. Vogel statt: D. H. Vogel, Herm. Vogel.

„ 296 Zeile 9 von oben lies: sechs (Prismen) statt: zwei.

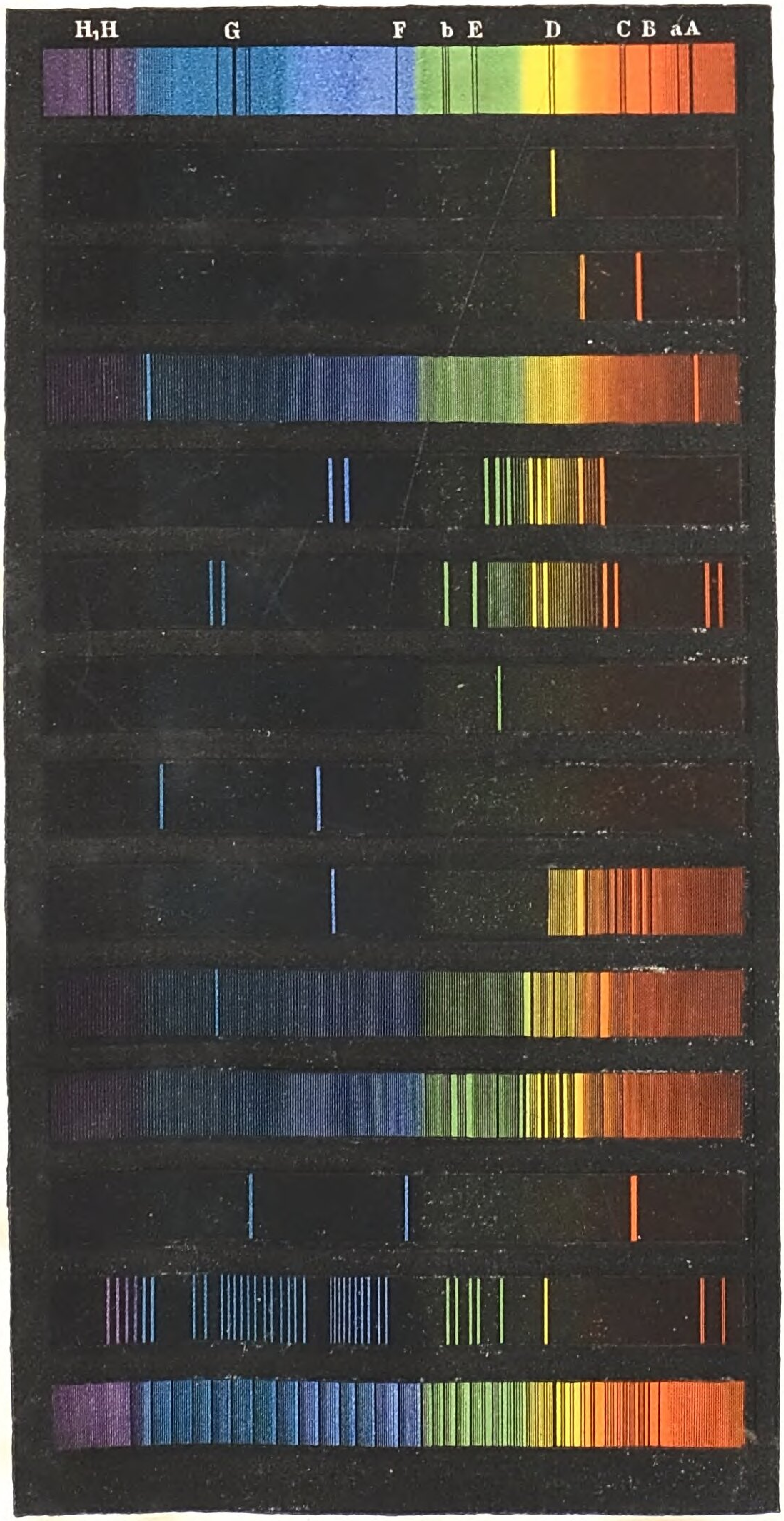
„ 319 „ 15 von unten lies: Fig. 258 statt: Fig. 269.

„ 319 „ 10, 12 und 14 von unten lies: (R, L) statt: $(R_1\,L)$.

„ 319 „ 8 von unten ist die Klammer vor dem Worte „auf“ fortzulassen.

Die Paragraphennummern 38 und 51 kommen aus Versehen doppelt vor.

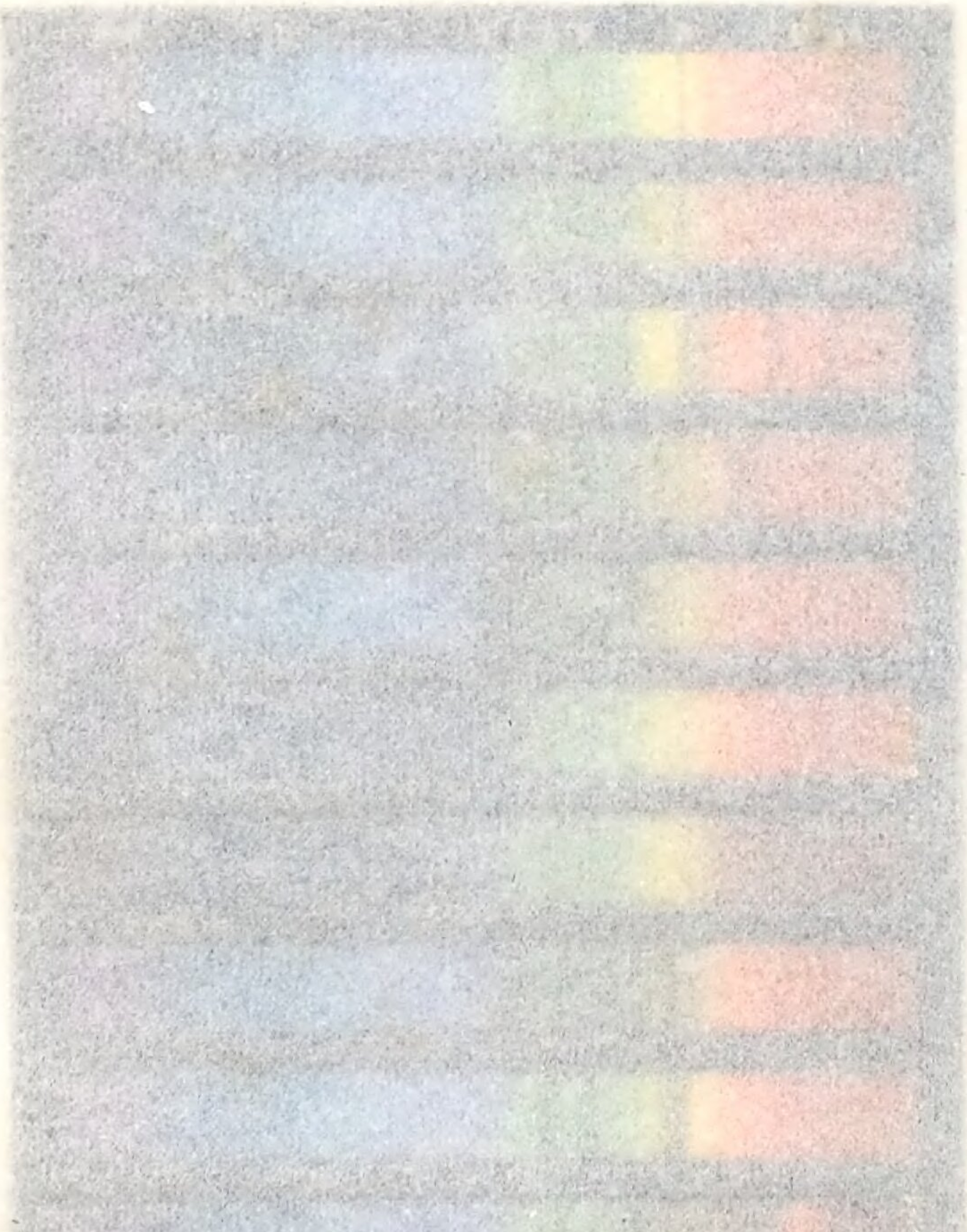
Tafel I.



Emmissions-Spectra

Sonnen-spectrum		1
Natrium		2
Lithium		3
Kalium		4
Cäsium		5
Rubidium		6
Thallium		7
Indium		8
Strontium		9
Calcium		10
Baryum		11
Wasserstoff		12
Sauerstoff		13
Stickstoff (Säulenspectr.)		14

Tafel II

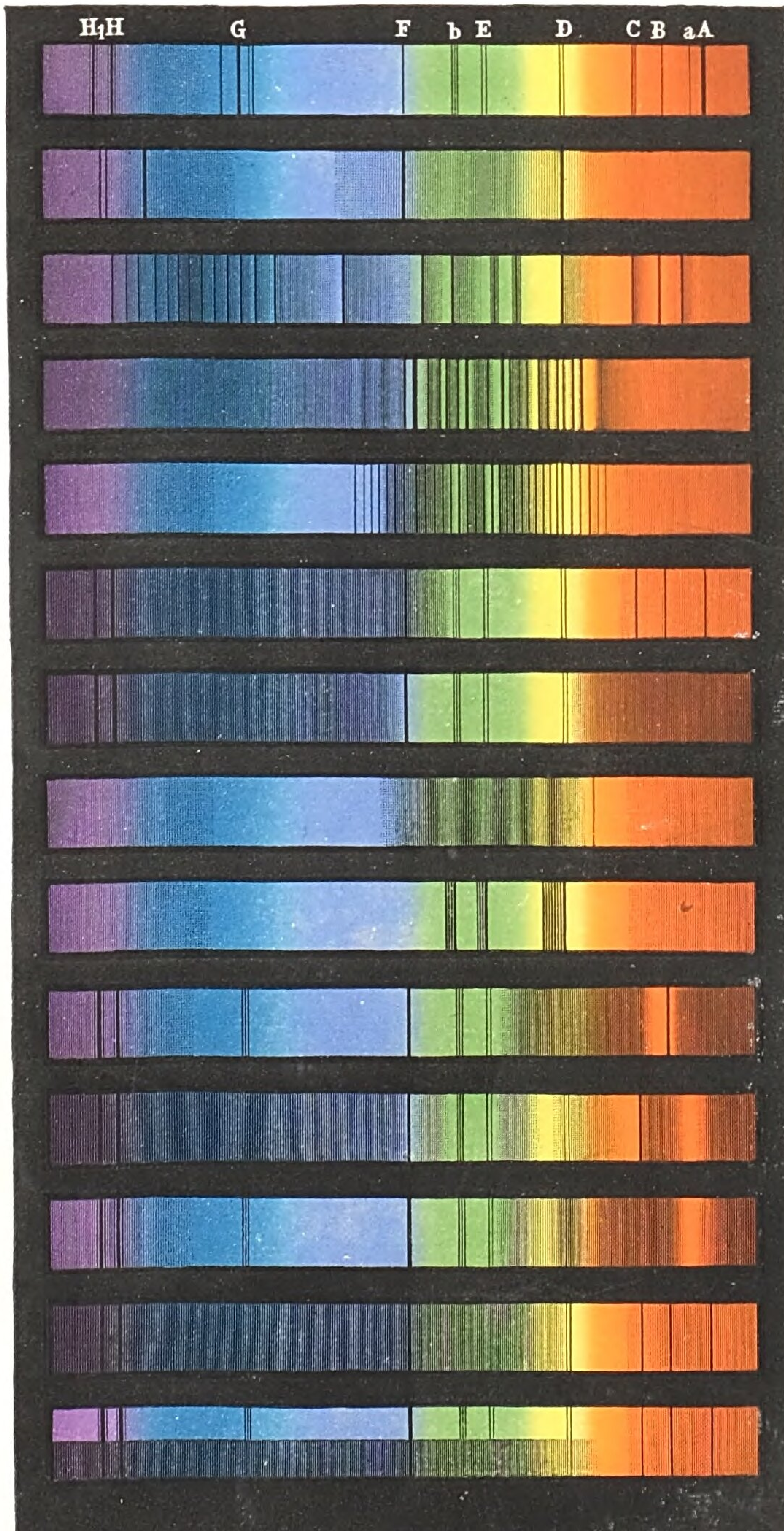


Kupferglas 13

Auf rothem Papier aufgefangenes Sonnenspectrum 14

Tafel II.

Absorptions-Spectra.



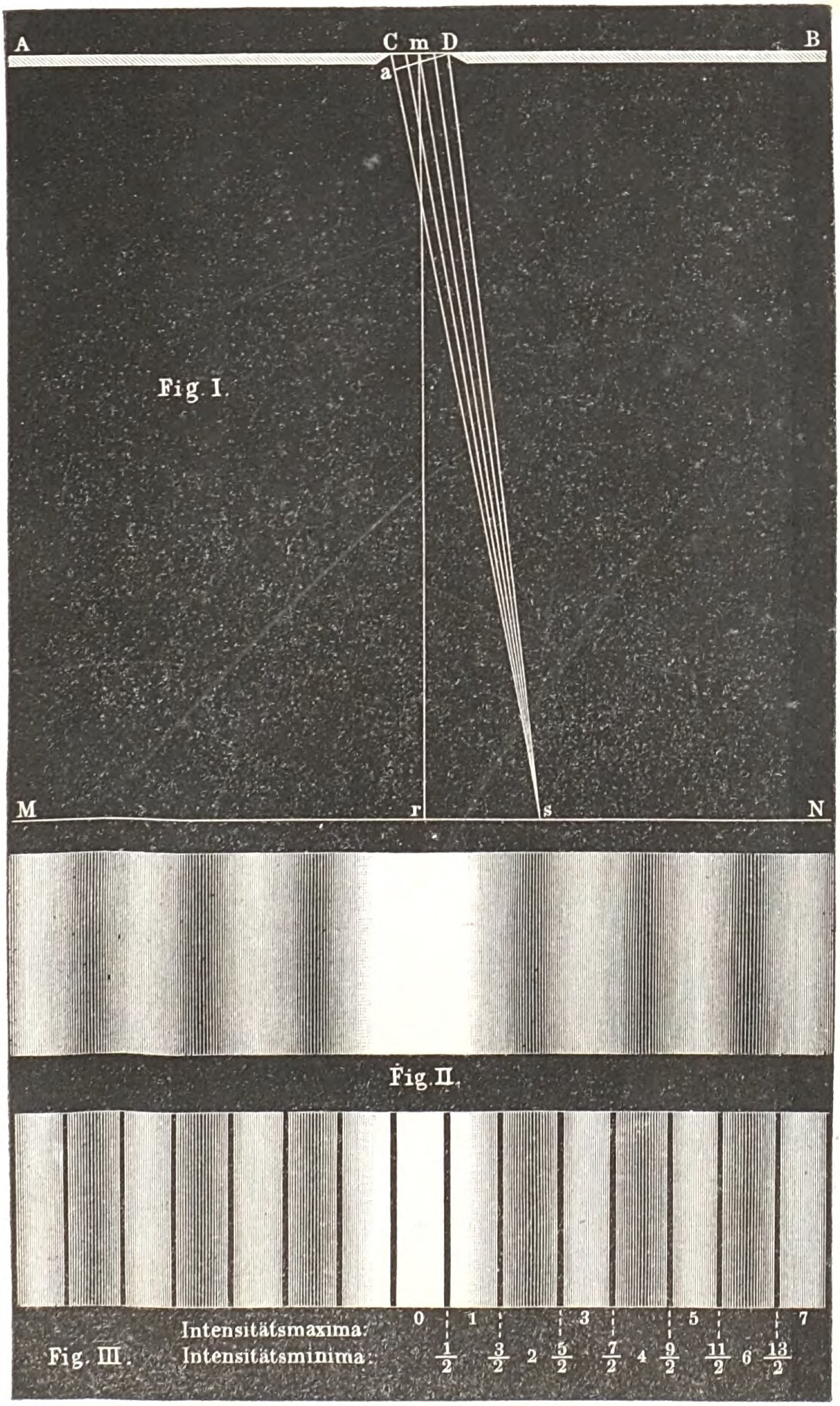
Sonne und Fixsterne II. Typus	1
Fixsterne I. Typus (α Lyrae)	2
Fixsterne III. Typus (α Orionis)	3
Salpetrige Säure	4
Jod	5
Saures chromsaures Kali	6
Chlorkupfer	7
Uebermangansaures Kali	8
Salpetersaures Didym	9
Indigo	10
Chlorophyll	11
Cobaltglas	12
Kupferglas	13
Auf rothem Papier aufgefangenes Sonnenspectrum	14

Tafel III.

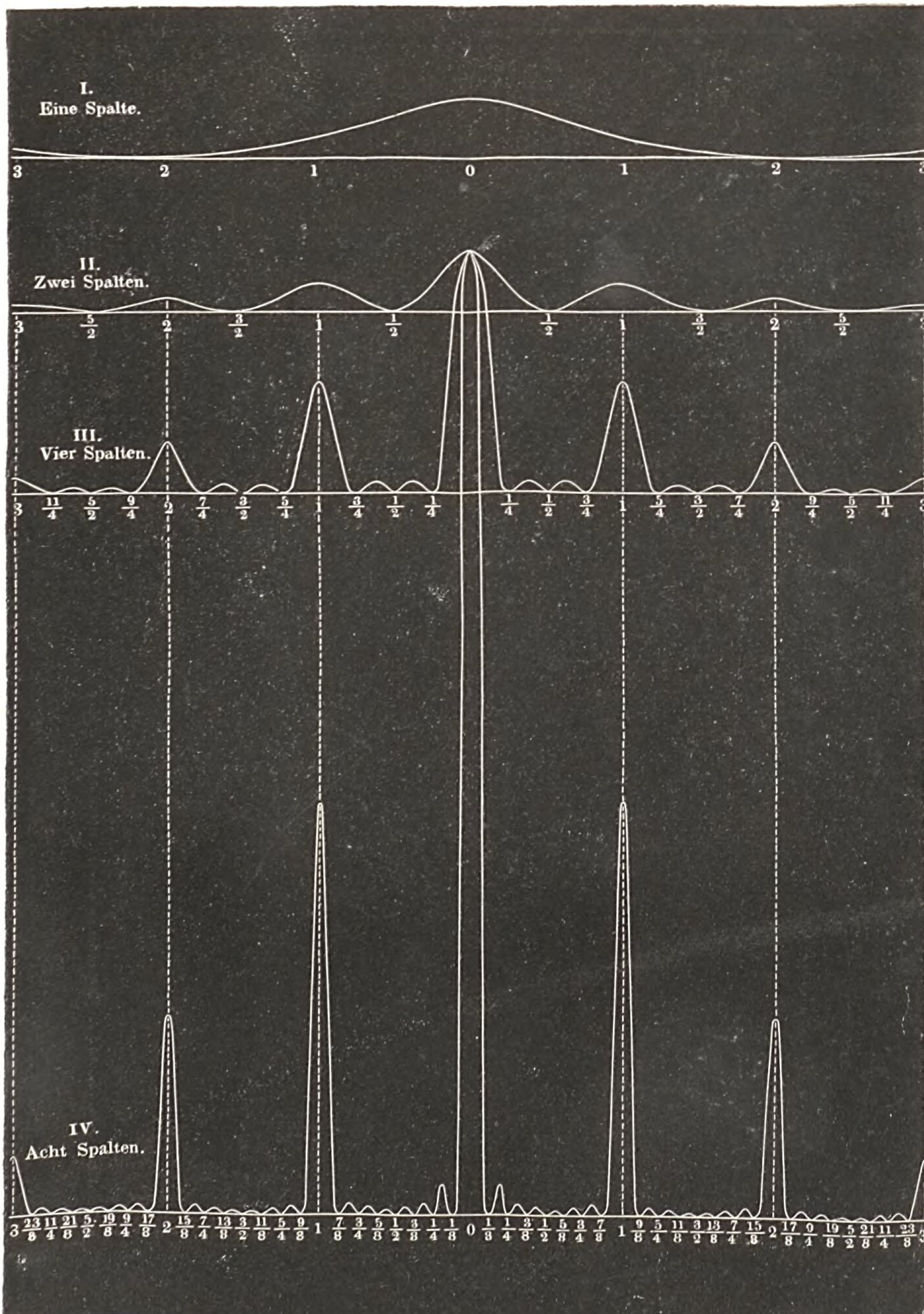
Das photographirte Spectrum.



Tafel IV.


A
C m D
B
a
Fig. I.
M
r
s
N
Fig. II.
Intensitätsmaxima: 0 1 3 5 7
Fig. III.
Intensitätsminima: 1/2 3/2 2 5/2 7/2 4 9/2 11/2 6 13/2

Tafel V.


I.
Eine Spalte.
3 2 1 0 1 2 3
II.
Zwei Spalten.
III.
Vier Spalten.
IV.
Acht Spalten.

Tafel VI.

Fig. 1.

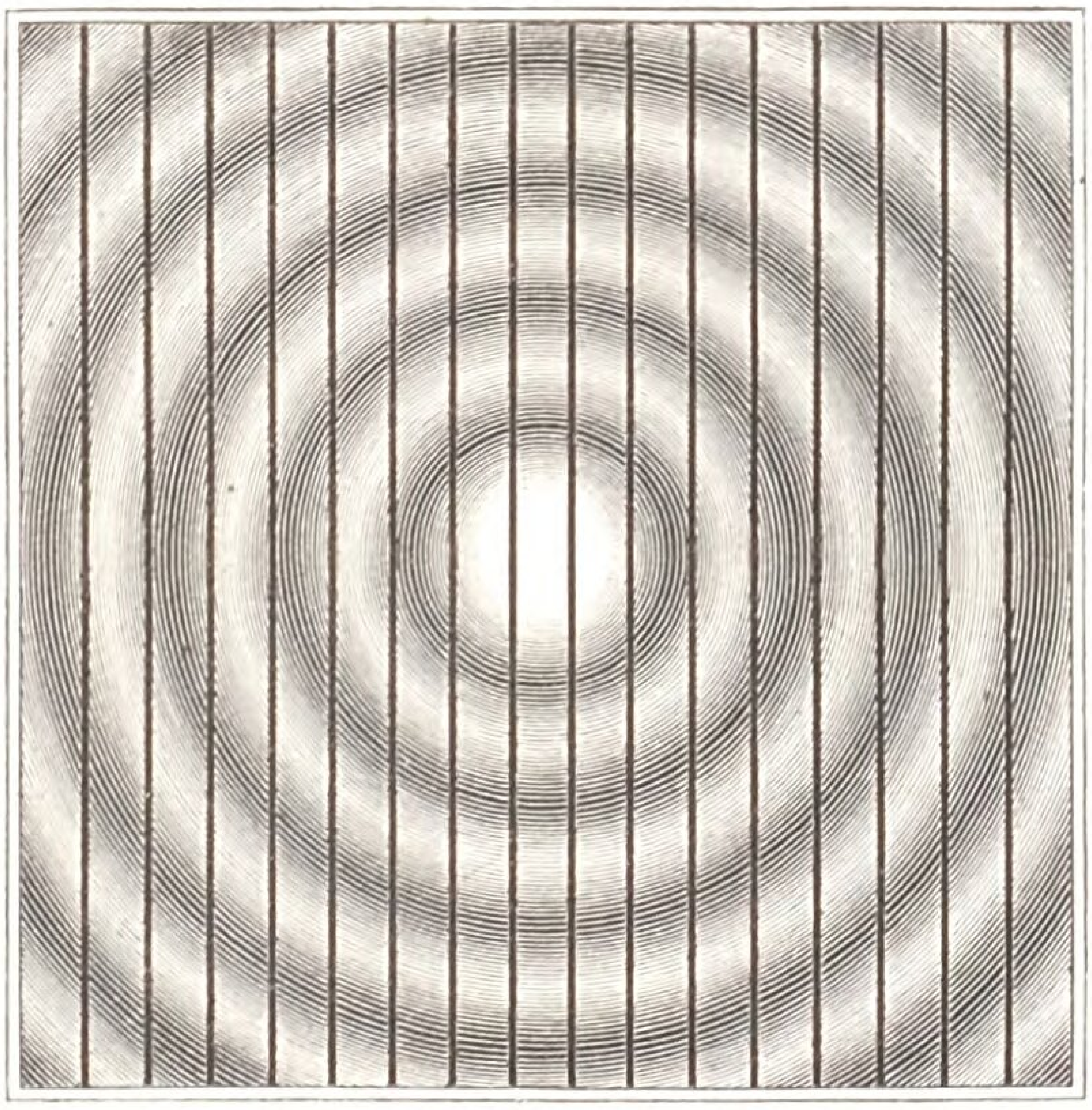
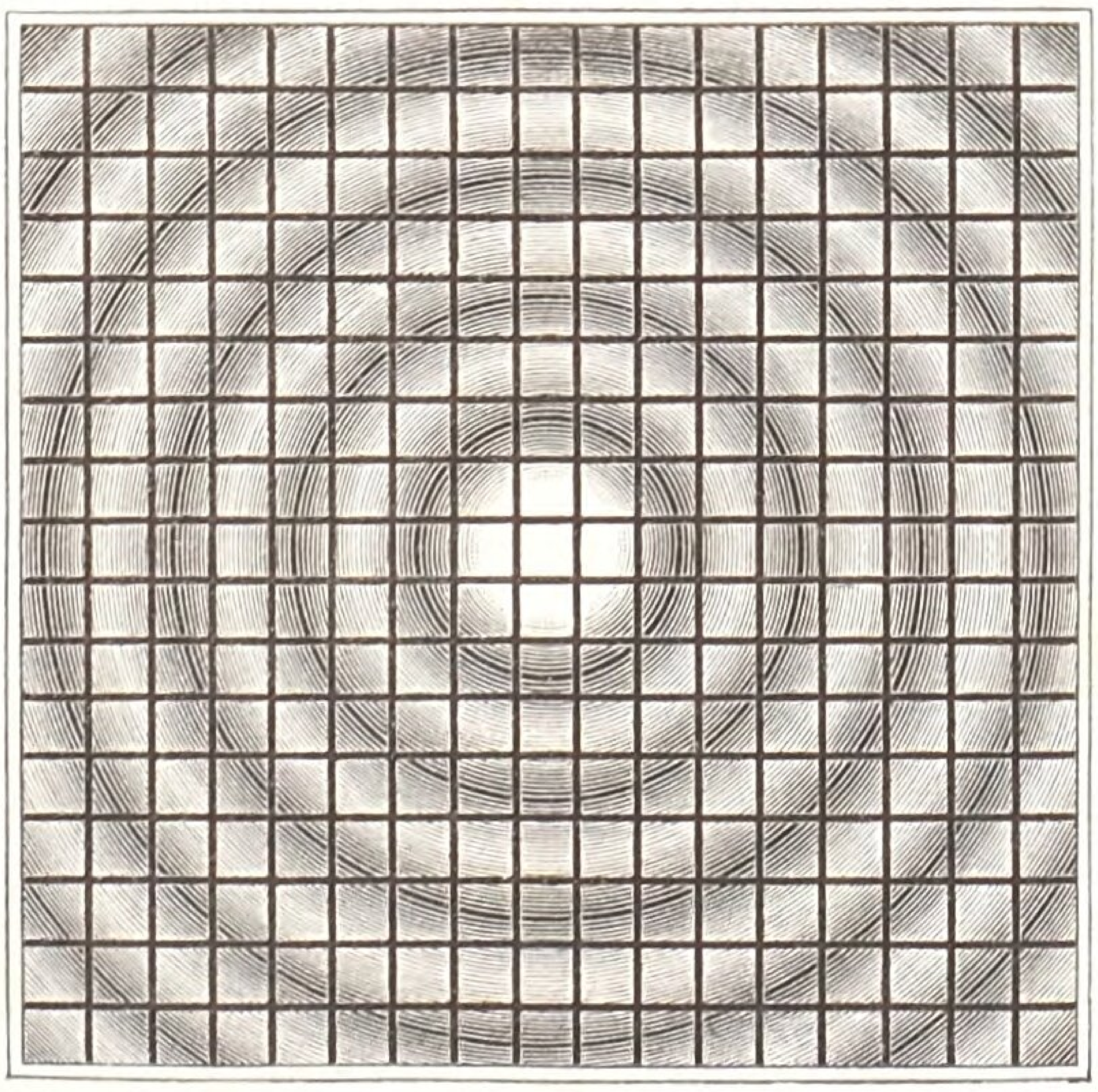
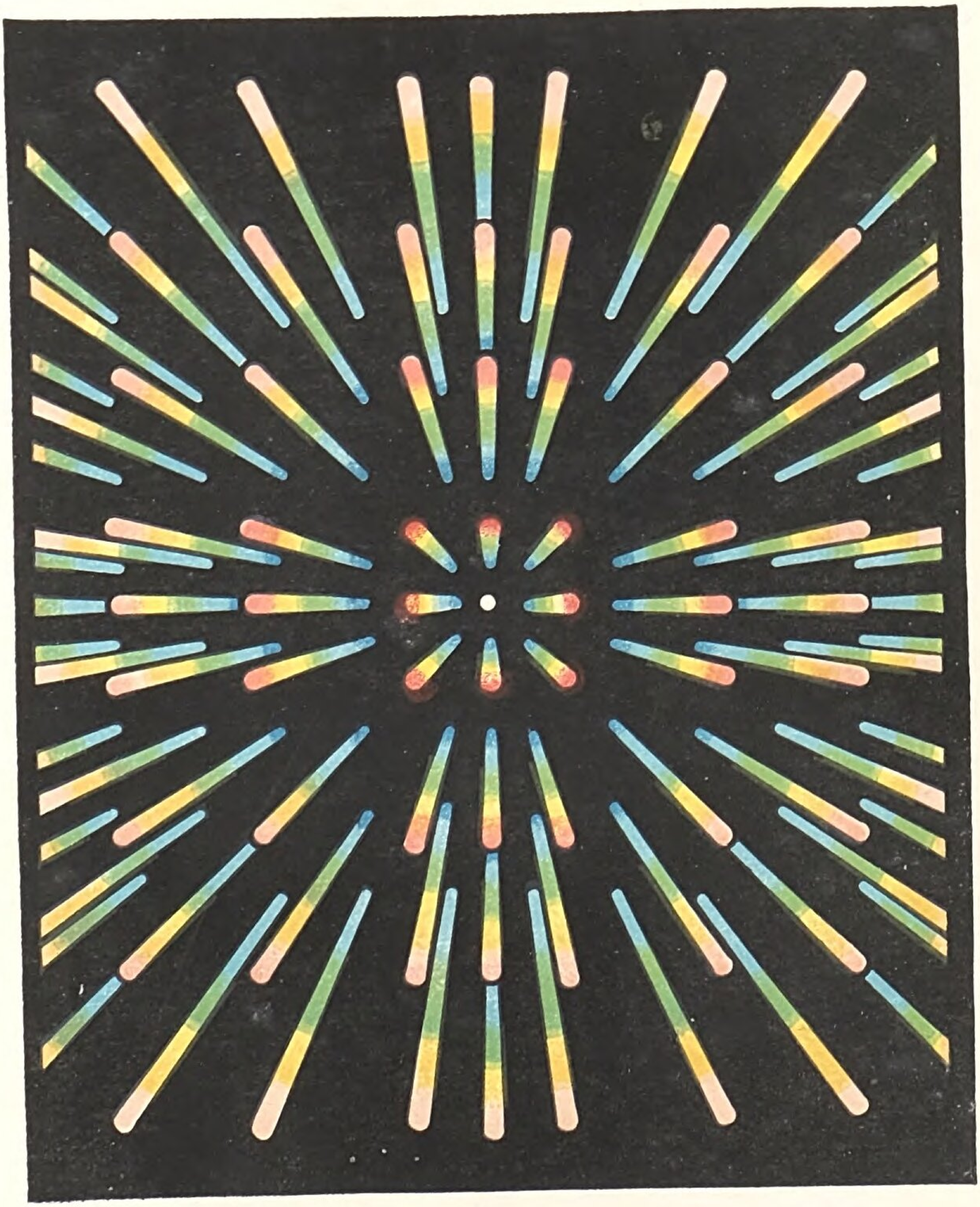
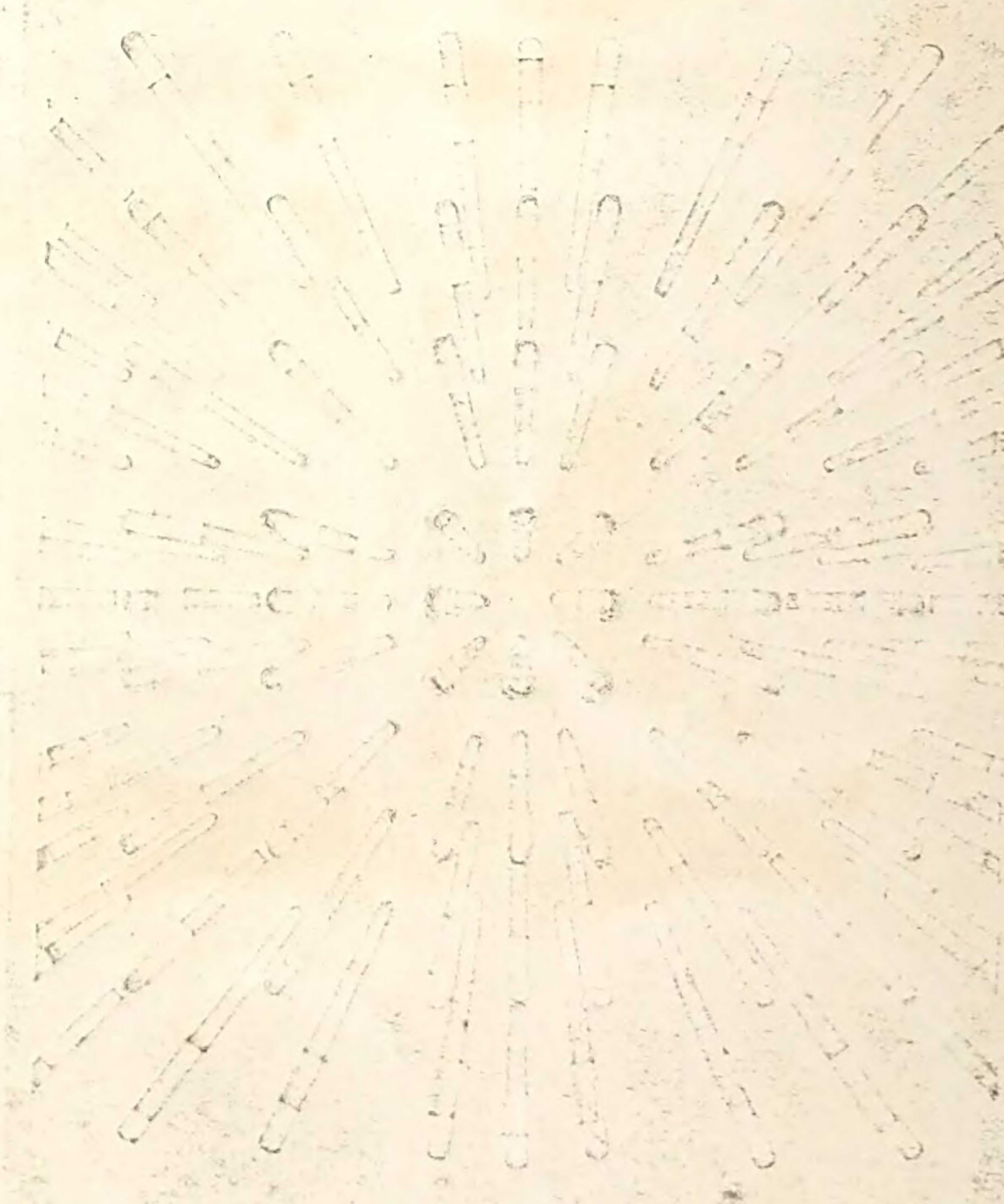


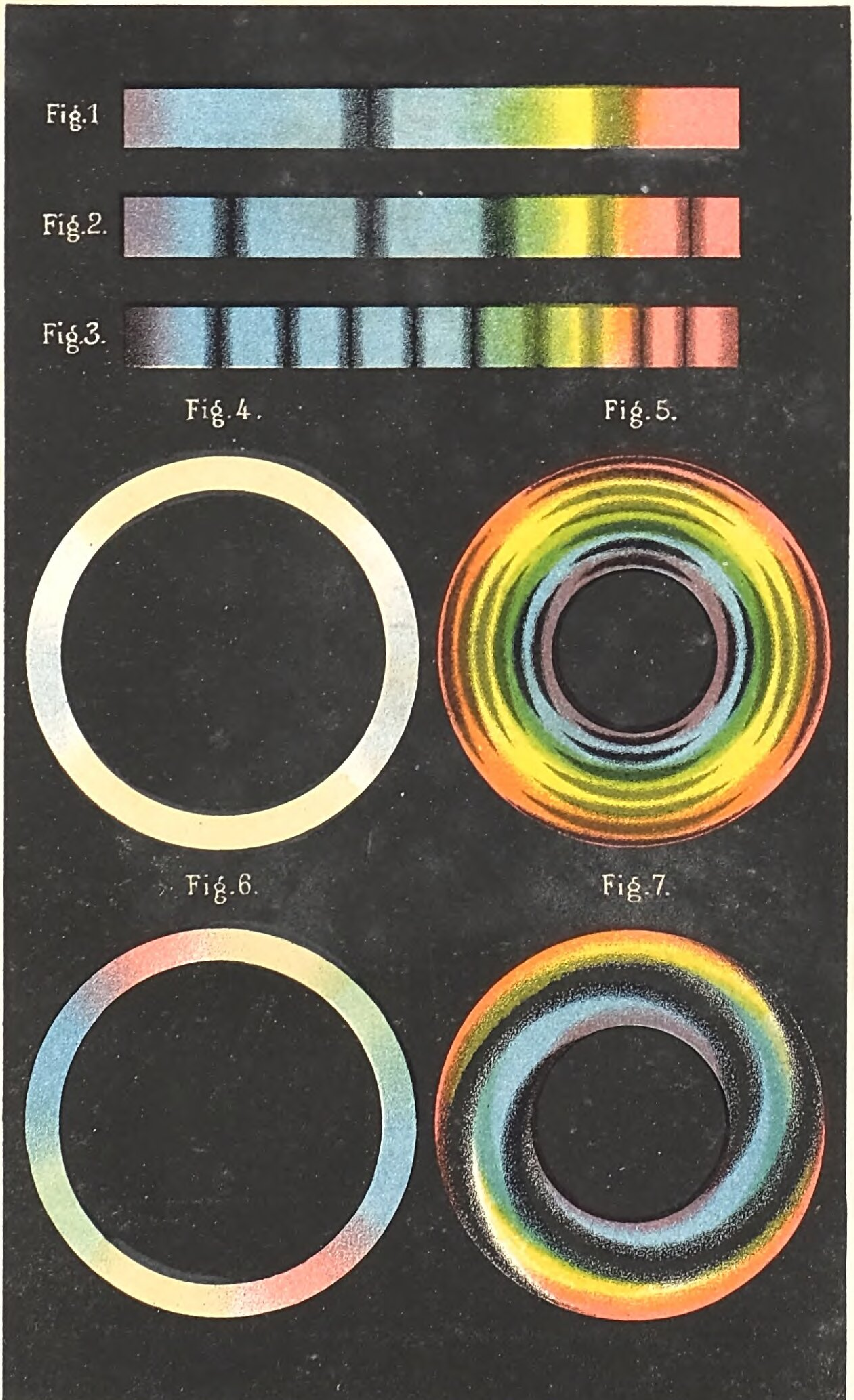
Fig. 2.



Tafel VII.

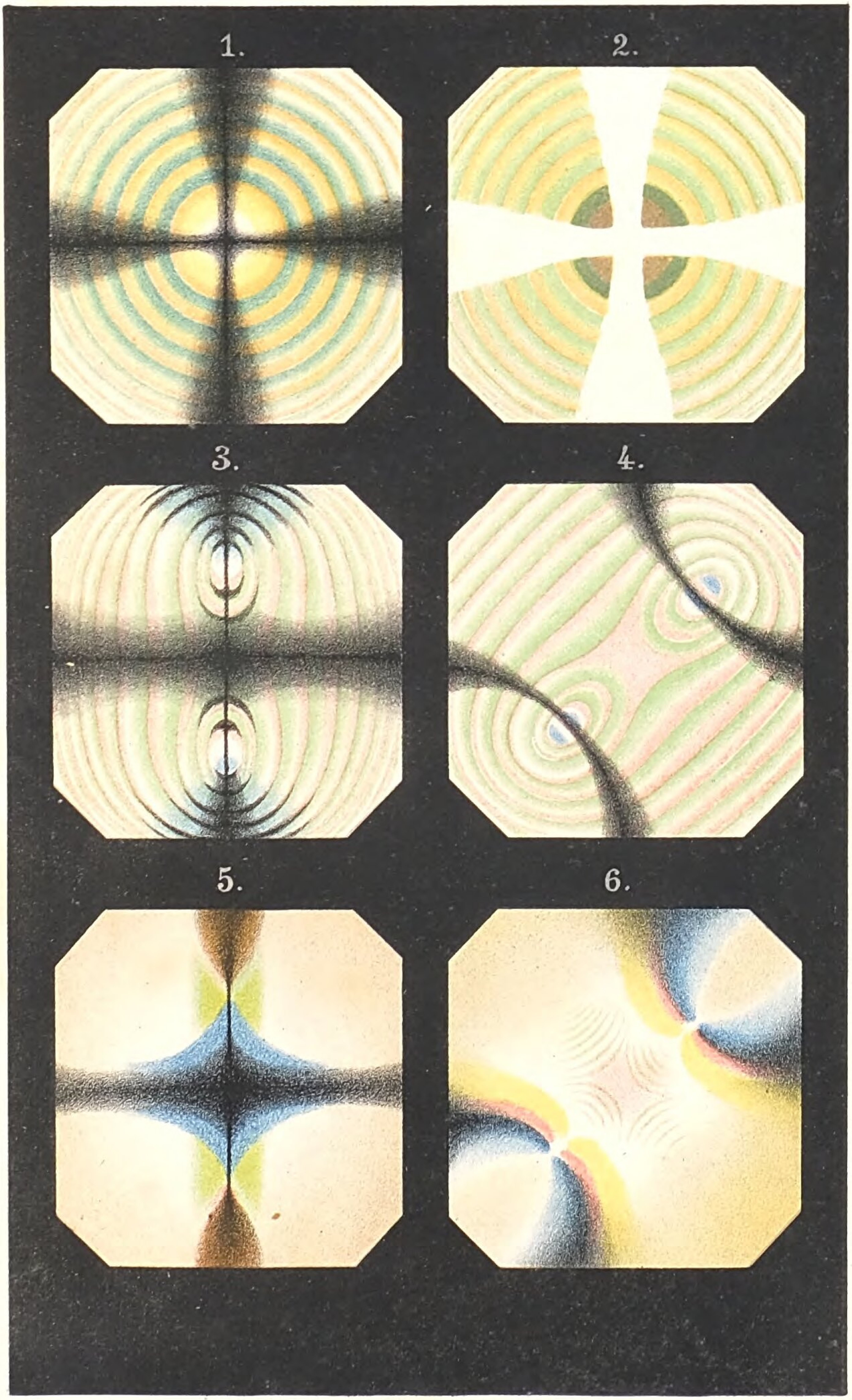






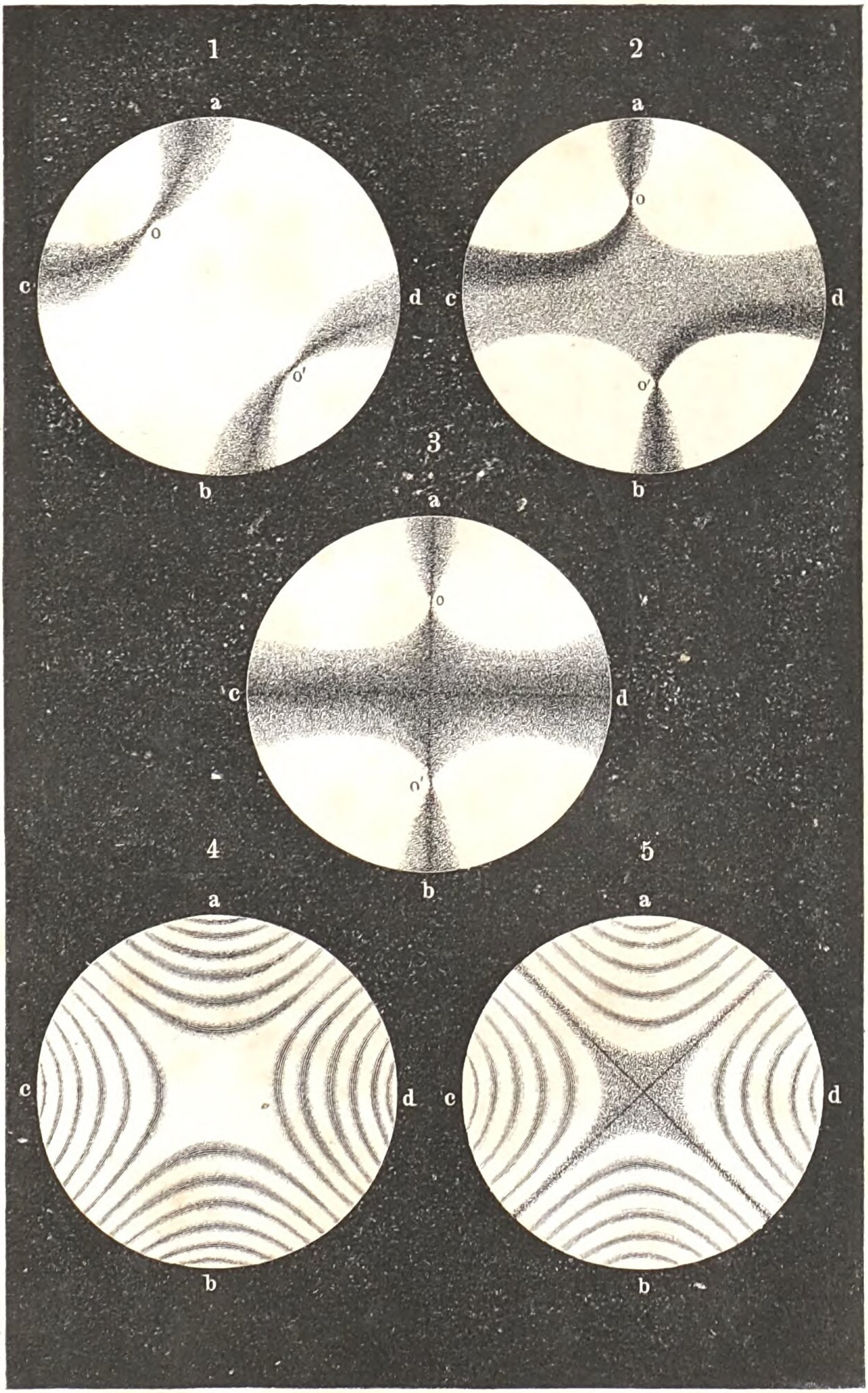
Lith. Anst. v. J.G. Bach, Leipzig.

Taf. IX.

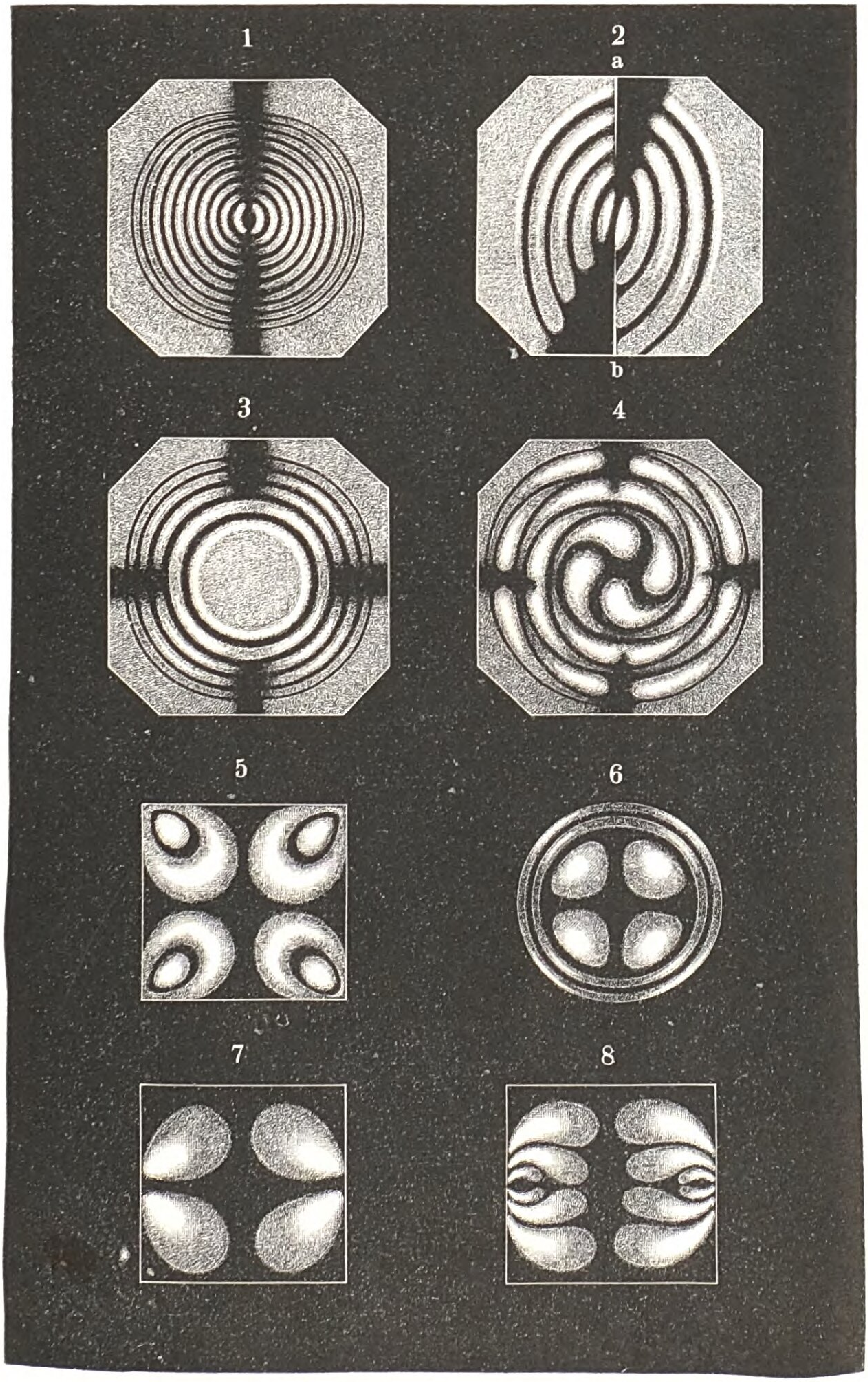


Lith. Anst. v. J. G. Bach, Leipzig.

Tafel X.



Tafel XI.



Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn in Braunschweig.

Der Mond

und die

Beschaffenheit und Gestaltung seiner Oberfläche.

Von

Edmund Neison,

Mitglied der Königlichen astronomischen Gesellschaft zu London etc.

Autorisirte deutsche Original-Ausgabe.

Nebst einem Anhange:

„Ueber einige neuere Veränderungen auf der Mondoberfläche“

von

Dr. Hermann J. Klein.

Nebst einem Atlas von 26 Karten und 5 Tafeln in Farbendruck. gr. 8. geh.
Preis mit Atlas zusammen 18 Mark.

Vorlesungen über Zahlentheorie

von

P. G. Lejeune-Dirichlet.

Herausgegeben und mit Zusätzen versehen

von

R. Dedekind,

Professor an der technischen Hochschule Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.

Dritte umgearbeitete und vermehrte Auflage.

gr. 8. Fein Velinpapier. geh. Erste Abtheilung. Preis 6 Mark.

Substanz und Bewegung.

Von

J. Clerk Maxwell.

Ins Deutsche übersetzt von **Dr. Ernst v. Fleischl.**

Mit Bewilligung des Autors und der Society for promoting Christian Knowledge.

Mit in den Text eingedruckten Holzstichen. 8. geh.
Preis 1 Mark 20 Pf.

Die mechanische Wärmetheorie

von

R. Clausius.

Zweite

umgearbeitete und vervollständigte Auflage des unter dem Titel „Abhandlungen über die mechanische Wärmetheorie“ erschienenen Buches.

Erster Band.

Entwickelung der Theorie, soweit sie sich aus den beiden Hauptsätzen ableiten lässt, nebst Anwendungen.

Mit in den Text eingedruckten Holzstichen. gr. 8. Fein Velinpap. geh.
Preis 8 Mark.

Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn in Braunschweig.

Die mechanische Behandlung
der
Electricität
von
R. Clausius.

(Zugleich zweiter Band des Werkes „Die mechanische Wärmetheorie".
Zweite Auflage.)

gr. 8. Fein Velinpap. geh. Preis 6 Mark 40 Pf.

Einiges über Witterungsangaben.
Gemeinfasslich dargelegt
von
Hermann Kopp.

Mit 6 Tafeln. Royal 8. Fein Velinpap. geh. Preis 4 Mark.

Bericht
über die
wissenschaftlichen Apparate
auf der
Londoner internationalen Ausstellung
im
Jahre 1876.
Herausgegeben
von
A. W. Hofmann,
Vorsitzendem des deutschen Comités für die Ausstellung.

Mit zahlreichen in den Text eingedruckten Holzstichen. gr. 8. geh.
Erste Abtheilung. Preis 12 Mark.

Anleitung zum Experimentiren
bei
Vorlesungen
über
Anorganische Chemie.
Zum
Gebrauch an Universitäten und technischen Hochschulen, sowie beim Unterricht an höheren Lehranstalten.
Von
Dr. Karl Heumann,
Professor am eidgenössischen Polytechnicum zu Zürich.

Mit zahlreichen in den Text eingedruckten Holzstichen. gr. 8. geh.
Erste bis dritte Lieferung. Preis à 4 Mark.

Bayerische StaatsBibliothek
Münchener DigitalisierungsZentrum Digitale Bibliothek

Müller, Johann Heinrich Jacob, 1809-1875 / Pfaundler von Hadermur, Leopold / Pouillet, Claude Servais Mathias, 1790-1868

Lehrbuch der Physik und Meteorologie in 3 Bd. ; theilweise nach Pouillet's Lehrbuch d. Physik selbständig bearb.

Bd.: 2,1

Braunschweig 1879

Phys.g. 303 li-2,1
urn:nbn:de:bvb:12-bsb11392792-1